



**SERVIÇO PÚBLICO FEDERAL  
UNIVERSIDADE FEDERAL DO PARÁ  
INSTITUTO DE GEOCIÊNCIAS  
FACULDADE DE GEOFÍSICA  
TRABALHO DE CONCLUSÃO DE CURSO**

**DIOGO PENA REZENDE**

**ANÁLISE DA COMPONENTE MAGNÉTICA EM DADOS MCSEM  
1D**

**BELÉM – PA  
2011**

**DIOGO PENA REZENDE**

**ANÁLISE DA COMPONENTE MAGNÉTICA EM DADOS MCSEM  
1D**

Trabalho de Conclusão de Curso apresentado à Faculdade de Geofísica do Instituto de Geociências da Universidade Federal do Pará, em cumprimento às exigências para a obtenção de grau de bacharel em Geofísica.

Orientador: Prof. Dr. Marcos Welby Correa Silva.

**BELÉM – PA  
2011**

Dados Internacionais de Catalogação-na-Publicação (CIP)  
Biblioteca Geólogo Raimundo Montenegro Garcia de Montalvão

---

R467a Rezende, Diogo Pena

Análise da componente magnética em dados MCSEM 1D /  
Diogo Pena Rezende; Orientador: Marcos Welby Correa Silva–  
2011

51 f. : il.

Trabalho de Conclusão de Curso (Graduação em Geofísica) –  
Faculdade de Geofísica, Instituto de Geociências, Universidade  
Federal do Pará, Belém, Quarto Período de 2010.

1. Geofísica. 2. MCSEM. 3. Método Geofísico. 4. Resistividade  
das camadas. 5. Espessura das camadas. 6. Campo magnético. 7.  
Onda aérea I. Silva, Marcos Welby Correa, *orient.* II. Universidade  
Federal do Pará. III. Título.

CDD 20º ed.: 550

---

**DIOGO PENA REZENDE**

**ANÁLISE DA COMPONENTE MAGNÉTICA EM DADOS MCSEM  
1D**

Trabalho de Conclusão de Curso apresentado à Faculdade de Geofísica do Instituto de Geociências da Universidade Federal do Pará, em cumprimento às exigências para a obtenção de grau de bacharel em Geofísica.

Defendido e aprovado em: \_\_\_\_/\_\_\_\_/\_\_\_\_

Conceito: \_\_\_\_\_

Banca examinadora:

---

Prof. Marcos Welby Correa Silva  
Doutor em Geofísica  
Universidade Federal do Pará

---

Prof. Victor Cezar Tocantins de Souza  
Doutor em Geofísica  
Universidade Federal do Pará

---

Prof. Cícero Roberto Teixeira Régis  
Doutor em Geofísica  
Universidade Federal do Pará

*Aos meus pais que me incentivaram durante  
esta caminhada.*

## **AGRADECIMENTOS**

Primeiramente ao arquiteto de tudo, por ter me dado forças e capacidade de prosseguir neste caminho até o seu final.

Aos meus pais por terem me concebido e sempre estarem ao meu lado durante toda a minha caminhada.

A minha família por sempre incentivar nas horas difíceis.

Aos colegas de turma Adriano, Boris, João, Gabriela, Raiza, Raphael e Jorlivan pelas situações engraçadas e o companheirismo dos anos despendidos na graduação.

Ao Prof. Marcos Welby por me orientar neste trabalho de conclusão de curso, pela disposição e paciência.

Ao corpo de funcionários da Graduação e Pós-Graduação que sempre estavam dispostos a ajudar.

À Universidade Federal do Pará, pelo espaço e equipamentos concedidos durante minha formação acadêmica.

“Precisamos falhar para praticar a  
coragem.”

Mary Tyler Moore

## RESUMO

O Marine Controlled Source ElectroMagnetic (MCSEM) é o método geofísico empregado para a detecção de hidrocarbonetos em sub-solo oceânico o qual tem ganho destaque entre os demais métodos nos últimos anos na indústria do petróleo. Neste trabalho foram modelados levantamentos mCSEM com variação da resistividade das camadas geológicas na vertical. Parâmetros como espessura das camadas foram variados com o objetivo de verificar o comportamento do campo magnético em relação ao campo elétrico, comumente mostrado em trabalhos geofísicos eletromagnéticos. Parâmetros como frequência também foram analisadas devido o decaimento da onda eletromagnética com o aumento da frequência. Verificou-se também os dados do levantamento sem presença da onda aérea comumente conhecida como *air-wave*, a qual é um grande problema neste método geofísico. Verificou-se que amplitude normalizada do campo magnético é maior que a do campo elétrico, sendo o campo magnético mais sensível a ruídos na prática. Os valores registrados para o campo magnético além de serem mais sensíveis a ruídos, são também mais sensíveis a *air-wave*.

Palavras chave: **Geofísica**. MCSEM. Método Geofísico. Resistividade das camadas. Espessura das Camadas. Campo Magnético. Onda aérea.

## **ABSTRACT**

Controlled Source ElectroMagnetic The Marine (MCSEM) is the geophysical method used for detection of hydrocarbons in sub-seabed which has gained prominence among the other methods in recent years in the petroleum industry. This work were modeled mCSEM surveys with variation in resistivity of the geological layers in the vertical. Parameters such as thickness of layers were varied in order to verify the behavior of the magnetic field in relation to the electric field, usually shown in electromagnetic geophysical works. Parameters such as frequency were also analyzed because the decay of the electromagnetic wave with increasing frequency. It was also verified the survey data without the presence of air wave commonly known as air-wave, which is a big problem in this geophysical method. It was found that the normalized amplitude of the magnetic field is larger than the electric field, being the magnetic field is more sensitive to noise in practice. The values reported for the magnetic field in addition to being more sensitive to noise, are also more sensitive to air-wave.

**Keywords:** Geophysic. MCSEM. Geophysical method. Resistivity of layers. Thickness of layers. Magnetic field. Air-wave.

## LISTA DE ILUSTRAÇÕES

- Figura 1.1. Representação esquemática do método MCSEM. Um transmissor eletromagnético, localizado próximo ao fundo do mar, para maximizar o acoplamento dos campos elétrico e magnético com as rochas do fundo oceânico, gera campos eletromagnéticos que interagem com a sub-superfície. As respostas desta interação são registradas pelos instrumentos depositados no fundo do oceano.
- Figura 1.2. Geometria dos campos do método MCSEM. Ao longo do eixo do transmissor, o campo é puramente radial - geometria in-line. Ao longo do eixo perpendicular ao transmissor, o campo é puramente azimutal - geometria broadside. Fonte: Cruz, 2007.
- Figura 2.1 Modelo para um (DEH – dipolo elétrico horizontal) em uma camada limitada por dois semi-espacos. O dipolo elétrico está localizado a uma distancia  $h_s$  em uma camada com resistividade  $\sigma_1$  limitada por dois semi-espacos com condutividade  $\sigma_0$  e  $\sigma_2$ .
- Figura 5.1 Modelo1: (a) modelo NOHC, sem reservatório; (b) modelo HC, com reservatório.
- Figura 5.2 Resposta *inline* a) e *broadside* b) da amplitude e resposta *inline* c) e *broadside* d) da fase do modelo 1 em função dos offset's (espaçamento fonte-receptor) para frequência de 0.125Hz.
- Figura 5.3 Resposta *inline* a) e *broadside* b) da amplitude e resposta *inline* c) e *broadside* d) da fase do modelo 1 em função dos offset's (espaçamento fonte-receptor) para frequência de 0.125Hz, sem a presença da onda aérea.
- Figura 5.4 Modelo2: (a) modelo NOHC, sem reservatório; (b) modelo HC, com reservatório.
- Figura 5.5 Resposta *inline* a) e *broadside* b) da amplitude e resposta *inline* c) e *broadside* d) da fase do modelo 2 em função dos offset's (espaçamento fonte-receptor) para frequência de 0.125Hz.
- Figura 5.6 Resposta *inline* a) e *broadside* b) da amplitude e resposta *inline* c) e *broadside* d) fase do modelo 2 em função dos offset's (espaçamento

fonte-receptor) para frequência de 0.125Hz, sem a presença da onda aérea.

Figura 5.7 Modelo3: (a) modelo NOHC, sem reservatório; (b) modelo HC, com reservatório.

Figura 5.8 Resposta *inline* a) e *broadside* b) da amplitude e resposta *inline* c) e *broadside* d) fase do modelo 3 em função dos offset's (espaçamento fonte-receptor) para frequência de 0.125Hz.

Figura 5.9 Resposta *inline* a) e *broadside* b) da amplitude e resposta *inline* c) e *broadside* d) da fase do modelo 3 em função dos offset's (espaçamento fonte-receptor) para frequência de 0.125Hz, sem a presença da onda aérea.

Figura 5.10 Amplitude do campos elétrico e magnético normalizados pelo modelo NOHC(de referência) *inline* e *broadside* para o modelo1, com frequência de 0.125Hz.

Figura 5.11 Amplitude do campos elétrico e magnético normalizados pelo modelo NOHC(de referência) *inline* e *broadside* para o modelo2, com frequência de 0.125Hz.

Figura 5.12 Amplitude do campos elétrico e magnético normalizados pelo modelo NOHC(de referência) *inline* e *broadside* para o modelo3, com frequência de 0.125Hz.

Figura 5.13 Modelo4: (a) modelo NOHC, sem reservatório; (b) modelo HC, com reservatório.

Figura 5.14 Resposta *inline* HC a) e NOHC b) da amplitude e resposta *inline* HC c) e NOHC d) da fase do modelo 4 em função dos offset's (espaçamento fonte-receptor) para frequência de 0.125Hz.

Figura 5.15 Resposta *broadside* HC a) e NOHC b) da amplitude e resposta *broadside* HC a) e NOHC b) da fase do modelo 4 em função dos offset's (espaçamento fonte-receptor) para frequência de 0.125Hz.

Figura 5.16 Amplitude dos campos elétrico e magnético normalizados pelo modelo NOHC(de referência) *inline* e *broadside* para o modelo4, com frequência de 0.125Hz.

Figura 5.17 Modelo5: (a) modelo NOHC, sem reservatório; (b) modelo HC, com reservatório.

- Figura 5.18 Resposta *inline* e *broadside* HC a) e NOHC b) da amplitude e resposta *inline* e *broadside* HC c) e NOHC d) fase do modelo 5 em função dos offset (espaçamento fonte-receptor) para frequência de 0.5Hz.
- Figura 5.19 Amplitude dos campos elétrico e magnético normalizados pelo modelo NOHC(de referência) *inline* e *broadside* para o modelo5, com frequência de 0.5Hz.
- Figura 5.20 Modelo6: (a) modelo NOHC, sem reservatório; (b) modelo HC, com reservatório.
- Figura 5.21 Resposta *inline* e *broadside* HC a) e NOHC b) da amplitude e resposta *inline* e *broadside* HC c) e NOHC d) da fase do modelo 6 em função dos offset (espaçamento fonte-receptor) para frequência de 0.125Hz.
- Figura 5.22 Amplitude dos campos elétrico e magnético normalizados pelo modelo NOHC(de referência) *inline* e *broadside* para o modelo6, com frequência de 0.125Hz.

# SUMÁRIO

<b>1 – INTRODUÇÃO</b>	<b>13</b>
<b>2 METODOLOGIA</b>	<b>16</b>
2.1 MÉTODO MCSEM	16
2.2 MODELAGEM 1-D	16
2.3 MODO TE	17
2.4 MODO TM	20
2.5 TRANSFORMADA DE FOURIER E AS COMPONENTES DO CAMPO	22
2.5.1 REGIÃO $h_s \leq z \leq h_1$	22
2.6 CAMPO $E_x$	24
2.7 CAMPO $H_y$	24
2.8 IMPLEMENTAÇÃO COMPUTACIONAL	25
2.7.1 RELACÓES	25
2.9 COEFICIENTES DE REFLEXÃO	26
2.9.1 COEFICIENTE DE REFLEXÃO TE	26
2.9.2 COEFICIENTE DE REFLEXÃO TM	27
<b>3 RESULTADOS E INTERPRETAÇÃO</b>	<b>30</b>
3.1 MODELOS GERADOS	40
<b>4 CONCLUSÃO</b>	<b>49</b>
<b>REFERÊNCIAS</b>	<b>51</b>

# 1 – INTRODUÇÃO

Nas últimas décadas, o mapeamento e detecção de estruturas resistivas localizadas na sub-superfície do soalho oceânico tem tido grande sucesso devido a utilização do método eletromagnético marinho de fonte controlada (Marine Controlled Source – mCSEM). Este método tem sido amplamente empregado pela indústria petrolífera na busca de tais estruturas associadas a possíveis reservatórios de hidrocarboneto. Trabalhos recentes do meio acadêmico analisam de modo detalhado este método, como Rijo (2004), Souza (2007), Luz (2007), Constable and Srnka (2007), Um and Alumbaugh (2007). Na aplicação de filtros digitais tomou-se como base trabalhos como Kong (2005) e para a comparação dos resultados obtidos neste trabalho Li and Key (2007).

O método mCSEM, empregado no fundo do mar, usa um dipolo elétrico horizontal (DEH) como fonte, para transmitir um sinal eletromagnético variando em intervalos de frequências bem definidas, como mostra a figura 1.1 na qual o conjunto fonte-receptor é mostrado. Esse sinal viaja da fonte para os receptores localizados no fundo do mar. Esses receptores detectam e registram as componentes ortogonais do campo elétrico horizontal no fundo oceânico. A variação na amplitude e fase do sinal recebido nos receptores permiti-nos determinar a presença de estruturas em sub-superfície do fundo oceânico.

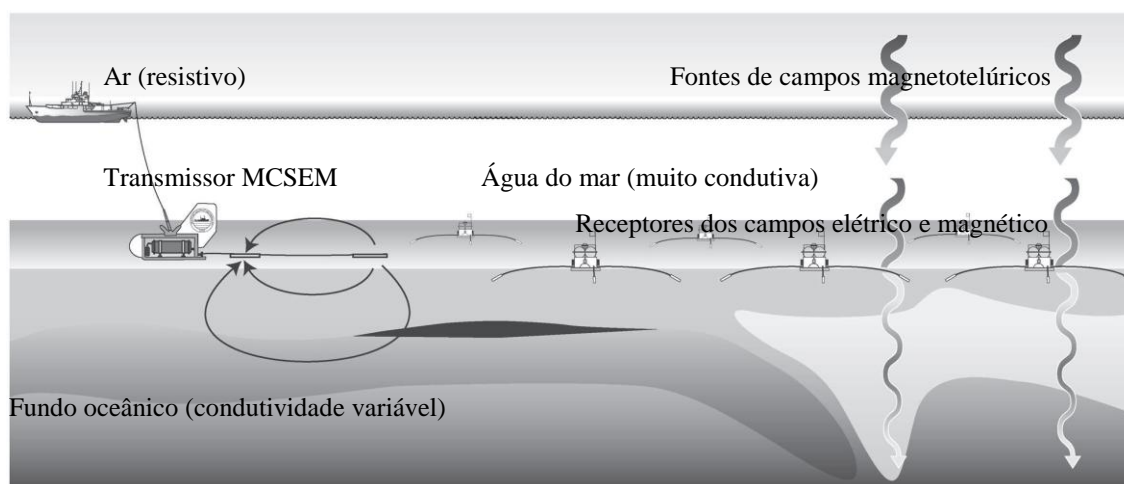


Figura 1.1. Representação esquemática do método MCSEM. Um transmissor eletromagnético, localizado próximo ao fundo do mar, para maximizar o acoplamento dos campos elétrico e magnético com as rochas do fundo oceânico, gera campos eletromagnéticos que interagem com a sub-superfície. As respostas desta interação são

registradas pelos instrumentos depositados no fundo do oceano. Fonte: Contable e Srnka, 2007.

No método mCSEM usam-se dois tipos de arranjo entre fonte e receptor, ou seja, dois tipos de geometria de posicionamento da passagem da fonte em relação aos receptores, as quais são conhecidas como geometria *in-line* e geometria *broadside*. Quando o DEH é deslocado na direção de seu eixo (caracterizado pelo azimute da fonte/receptor de  $0^\circ$ ), temos a geometria radial ou *in-line*. Por outro lado, se os receptores estão localizados na direção perpendicular ao deslocamento do DEH (caracterizado pelo azimute da fonte/receptor de  $180^\circ$ ), temos a geometria *broadside*, ambas mostradas na figura 1.2.

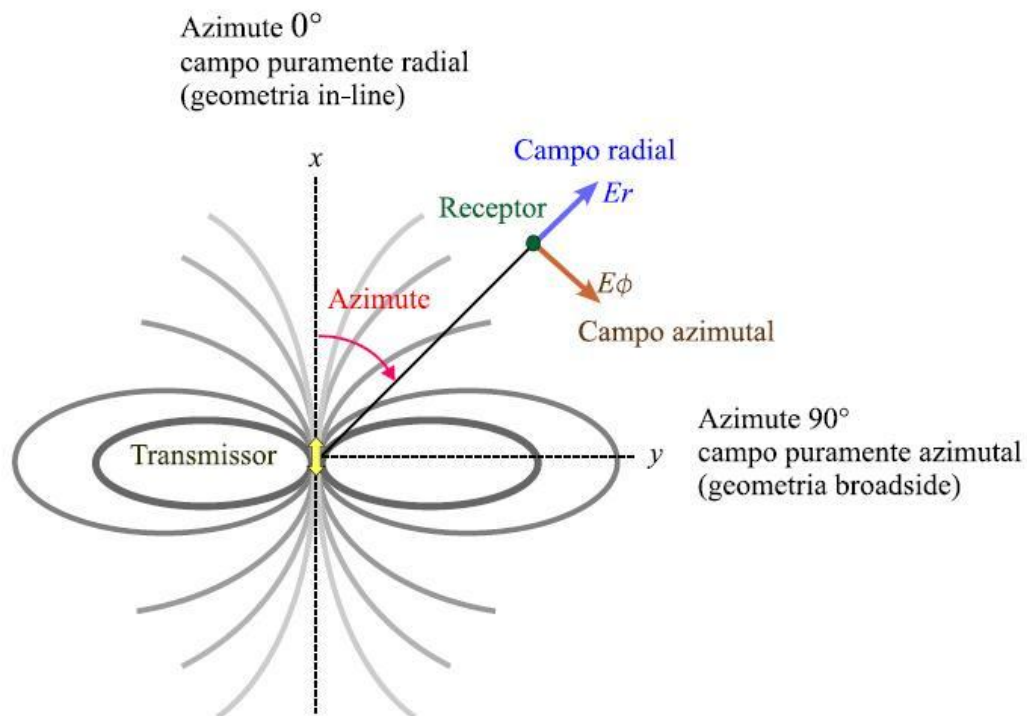


Figura 1.2. Geometria dos campos do método MCSEM. Ao longo do eixo do transmissor, o campo é puramente radial - geometria *in-line*. Ao longo do eixo perpendicular ao transmissor, o campo é puramente azimutal - geometria *broadside*. Fonte: Cruz (2007).

Quando caracterizarmos uma área de levantamento dividindo-a em um sistema de coordenadas  $xy$ , o campo é expresso geometricamente em função do ângulo  $\theta$  entre a direção do momento do DEH e a linha de medida que se estende do centro da fonte até o receptor.

Com a geometria do arranjo bem definida, e com o sinal registrado pelos receptores, com influencia tanto da geologia do fundo oceânico, quanto das ondas refletidas na interface ar/água (airwaves), além da onda eletromagnética vindo diretamente da fonte, a etapa de interpretação é baseada na procura de dados que possam indicar camadas resistivas, já que o objeto de interesse é o hidrocarboneto, caracterizado pela alta resistividade.

Na literatura e nos levantamentos eletromagnéticos mCSEM a componente elétrica  $E_x$  é a componente do campo eletromagnético à qual é dada mais importância devido a sua sensibilidade à presença de camadas resistivas. Neste trabalho, será apresentado o método geofísico mCSEM, a comparação da componente magnética  $H_y$  com a componente elétrica  $E_x$ , e o porquê da componente  $H_y$  não ser utilizada normalmente.

## 2 – METODOLOGIA

### 2.1 – MÉTODO mCSEM

O mCSEM, método geofísico eletromagnético, tem se tornado bastante conhecido na indústria do petróleo devido a sua eficácia na detecção de camadas resistivas abaixo do fundo oceânico, as quais são associadas a acumulações de hidrocarbonetos. Além disso, esse método fornece um importante auxílio em situações onde outros métodos geofísicos não são tão confiáveis.

### 2.2 - MODELAGEM 1-D

O DEH é a fonte utilizada no método MCSEM e esta fonte excita os modos TE e TM, ou seja, modo de polarização transversal elétrico e magnético respectivamente. Esta fonte emite um sinal eletromagnético de baixa frequência (0,125Hz a 1,25Hz) e esse sinal se difunde através da água e no subsolo oceânico (Luz, 2007). Como os modos TE e TM são excitados simultaneamente, poderemos utilizar potenciais conhecidos como potenciais de Schlekunoff de modo a simplificar os cálculos empregados. Os potenciais de Schelkunoff são de dois tipos, o potencial A, relacionado com o modo TM e o potencial F, associado ao modo TE (Rijo, 2004).

Na modelagem unidimensional do mCSEM, as componentes do campo eletromagnético são calculadas numericamente por integrais do tipo:

$$\int_0^{\infty} K(k_r)J_0(k_r\bar{r})dk_r \quad (1)$$

$$\int_0^{\infty} K(k_r)J_1(k_r\bar{r})dk_r \quad (2)$$

em que  $K(k_r)$  é o núcleo da integral, que no caso da modelagem, é formado por funções exponenciais complexas cujos argumentos dependem das resistividades do modelo, da frequência e da distância entre a fonte e o receptor (Cruz, 2007). Já as funções  $J_0$  e  $J_1$  são as funções de Bessel, as quais são utilizadas na transformada de Hankel.

Antes de iniciar a utilização dos filtros e da modelagem 1D, primeiramente precisamos ter em mente as equações do campo magnético da componente Hy, a qual será comparada com a componente Ey do campo elétrico.

A figura abaixo mostra o DEH a uma distancia  $h_s$ , em uma camada de espessura  $h_1$  e condutividade  $\sigma_1(\text{mar})$  limitadas por dois semi-espacos e onde o dipolo está localizado, o superior com condutividade  $\sigma_0(\text{ar})$  e o inferior com condutividade  $\sigma_2$  (semi-espaco infinito do fundo oceânico).

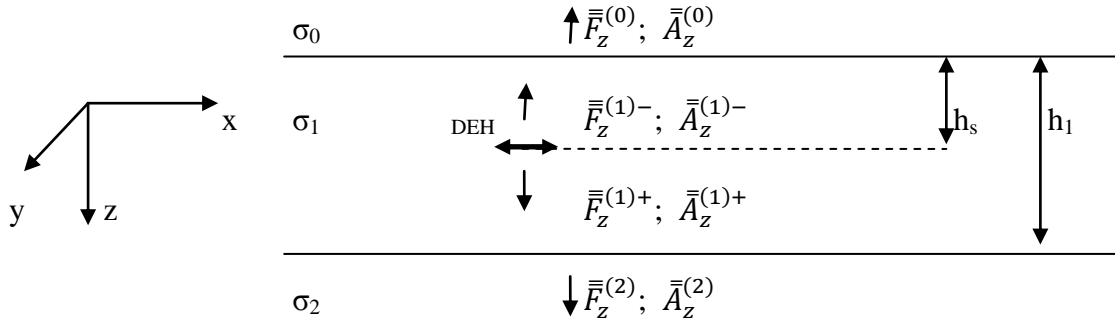


Figura 2.1 – Modelo para um (DEH – dipolo elétrico horizontal) em uma camada limitada por dois semi-espacos. O dipolo elétrico está localizado a uma distancia  $h_s$  em uma camada com resistividade  $\sigma_1$  limitada por dois semi-espacos com condutividade  $\sigma_0$  e  $\sigma_2$ .

Como o DEH excita, simultaneamente, os modos TE e TM de polarização, iniciaremos o cálculo do campo elétrico e magnético a partir das equações abaixo (Rijo,2004):

$$TM_z$$

$$E_x = \frac{1}{\eta} \frac{\partial^2 A_z}{\partial x \partial z} \quad (3)$$

$$H_y = - \frac{\partial A_z}{\partial x} \quad (5)$$

$$TE_z$$

$$E_x = - \frac{\partial F_z}{\partial y} \quad (4)$$

$$H_y = - \frac{1}{z} \frac{\partial^2 F_z}{\partial y \partial z} \quad (6)$$

### 2.3 – Modo TE

Para o modo TE o potencial  $\bar{F}_z$  no domínio  $k_x, k_y, z$ , nas três camadas são dados por:

$$\bar{F}^{(0)} = F_0 e^{u_0 z}, \quad z < 0 \quad (7)$$

$$\bar{F}^{(1)-} = F_1 (e^{u_1(z-h_s)} + R_{te}^{(1)-} e^{-u_1(z+h_s)} + R_{te}^{(1)+} e^{u_1(z+h_s)}), \quad 0 < z < h_s \quad (8)$$

$$\bar{F}^{(1)+} = F_1 (e^{-u_1(z-h_s)} + R_{te}^{(1)-} e^{-u_1(z+h_s)} + R_{te}^{(1)+} e^{u_1(z+h_s)}), \quad h_s < z < h_1 \quad (9)$$

$$\bar{F}^{(2)} = F_2 e^{-u_2(z-h_1)}, \quad z > h_1 \quad (10)$$

em que  $h_s$  é a profundidade do transmissor e  $h_1$  é a espessura da camada onde é locado o transmissor. A amplitude  $F_1$  do potencial incidente da equação abaixo, ou seja:

$$F_1 = -I(\omega) ds_x \frac{ik_y}{2Y_1(k_x^2 + k_y^2)} \quad (11)$$

Para se determinar os coeficientes de reflexão  $R_{TE}^{(1)}$  e  $R_{TE}^{(1)+}$  e as constantes  $F_0$  e  $F_2$  é preciso as seguintes derivadas dos potenciais de Schelkunoff  $\bar{F}^{(0)}$ ,  $\bar{F}^{(1)-}$ ,  $\bar{F}^{(1)+}$  e  $\bar{F}^{(2)}$ , em relação a  $z$ :

$$\frac{1}{\zeta_0} \frac{\partial \bar{F}^{(0)}}{\partial z} = Y_0 F_0 e^{u_0 z}, \quad z < 0 \quad (12)$$

$$\frac{1}{\zeta_1} \frac{\partial \bar{F}^{(1)-}}{\partial z} = Y_1 F_1 (e^{u_1(z-h_s)} - R_{te}^{(1)-} e^{-u_1(z+h_s)} + R_{te}^{(1)+} e^{u_1(z+h_s)}), \quad 0 < z < h_s \quad (13)$$

$$\frac{1}{\zeta_1} \frac{\partial \bar{F}^{(1)+}}{\partial z} = -Y_1 F_1 (e^{-u_1(z-h_s)} + R_{te}^{(1)-} e^{-u_1(z+h_s)} - R_{te}^{(1)+} e^{u_1(z+h_s)}), \quad h_s < z < h_1 \quad (14)$$

$$\frac{1}{\zeta_2} \frac{\partial \bar{F}^{(2)}}{\partial z} = -\hat{Y}_2 F_2 e^{-u_2(z-h_1)}, \quad z > h_1 \quad (15)$$

em que  $\hat{Y}_2$  é a admitância no topo da segunda camada.

Usando a continuidade de  $\bar{F}$  e de  $\frac{\partial \bar{F}}{\partial z}$  em  $z = 0$  e  $z = h_1$ , teremos

$$\bar{F}_0 = \bar{F}^{(1)-} \quad \text{para} \quad z = 0$$

$$\bar{F}_2 = \bar{F}^{(1)+} \quad \text{para} \quad z = h_1$$

$$F_0 = F_1 (e^{-u_1 h_s} + R_{te}^{(1)-} e^{-u_1 h_s} + R_{te}^{(1)+} e^{u_1 h_s}) \quad (16)$$

$$F_2 = F_1 (e^{-u_1(h_1-h_s)} + R_{te}^{(1)-} e^{-u_1(h_1+h_s)} + R_{te}^{(1)+} e^{u_1(h_1+h_s)}) \quad (17)$$

$$\frac{1}{\zeta_0} \frac{\partial \bar{F}^{(0)}}{\partial z} = \frac{1}{\zeta_1} \frac{\partial \bar{F}^{(1)-}}{\partial z} \quad \text{para} \quad z = 0$$

$$\frac{1}{\zeta_2} \frac{\partial \bar{F}^{(2)}}{\partial z} = \frac{1}{\zeta_1} \frac{\partial \bar{F}^{(1)+}}{\partial z} \quad \text{para} \quad z = h_1$$

$$Y_0 F_0 = Y_1 F_1 (e^{-u_1 h_s} - R_{te}^{(1)-} e^{-u_1 h_s} + R_{te}^{(1)+} e^{u_1 h_s}) \quad (18)$$

$$-\hat{Y}_2 F_2 = -Y_1 F_1 (e^{-u_1(h_1-h_s)} + R_{te}^{(1)-} e^{-u_1(h_1+h_s)} + R_{te}^{(1)+} e^{u_1(h_1+h_s)}) \quad (19)$$

$$Y_0 F_1(e^{-u_1 h_s} + R_{te}^{(1)-} e^{-u_1 h_s} + R_{te}^{(1)+} e^{u_1 h_s}) = Y_1 F_1(e^{-u_1 h_s} - R_{te}^{(1)-} e^{-u_1 h_s} + R_{te}^{(1)+} e^{u_1 h_s}) \quad (20)$$

$$Y_0 e^{-u_1 h_s} + Y_0 R_{te}^{(1)-} e^{-u_1 h_s} + Y_0 R_{te}^{(1)+} e^{u_1 h_s} = Y_1 e^{-u_1 h_s} - Y_1 R_{te}^{(1)-} e^{-u_1 h_s} + Y_1 R_{te}^{(1)+} e^{u_1 h_s} \quad (21)$$

$$(Y_0 + Y_1) R_{te}^{(1)-} e^{-u_1 h_s} - (Y_0 - Y_1) R_{te}^{(1)+} e^{u_1 h_s} = (Y_0 - Y_1) e^{-u_1 h_s} \quad (22)$$

$$R_{te}^{(1)-} e^{-u_1 h_s} - \frac{(Y_0 - Y_1)}{(Y_0 + Y_1)} R_{te}^{(1)+} e^{u_1 h_s} = \frac{(Y_0 - Y_1)}{(Y_0 + Y_1)} e^{-u_1 h_s} \quad (23)$$

e

$$-\hat{Y}_2 F_1(e^{-u_1(h_1 - h_s)} + R_{te}^{(1)-} e^{-u_1(h_1 + h_s)} + R_{te}^{(1)+} e^{u_1(h_1 + h_s)}) \quad (24)$$

$$= -Y_1 F_1(e^{-u_1(h_1 - h_s)} + R_{te}^{(1)-} e^{-u_1(h_1 + h_s)} - R_{te}^{(1)+} e^{u_1(h_1 + h_s)})$$

$$R_{te}^{(1)-} e^{-u_1(h_1 + h_s)} (\hat{Y}_2 - Y_1) + R_{te}^{(1)+} e^{u_1(h_1 + h_s)} (\hat{Y}_2 + Y_1) = e^{-u_1(h_1 - h_s)} (\hat{Y}_2 - Y_1) \quad (25)$$

$$R_{te}^{(1)-} e^{-u_1(h_1 + h_s)} \frac{(Y_1 - \hat{Y}_2)}{(Y_1 + \hat{Y}_2)} - R_{te}^{(1)+} e^{u_1(h_1 + h_s)} = -\frac{(Y_1 - \hat{Y}_2)}{(Y_1 + \hat{Y}_2)} e^{-u_1(h_1 - h_s)} \quad (26)$$

Resolvendo para  $R_{te}^{(1)-}$  e  $R_{te}^{(1)+}$  obteremos

$$R_{te}^{(1)-} = \frac{\frac{(Y_1 - Y_0)}{(Y_1 + Y_0)} \left[ 1 + \frac{(Y_1 - \hat{Y}_2)}{(Y_1 + \hat{Y}_2)} e^{-2u_1(h_1 - h_s)} \right]}{1 - \frac{(Y_1 - Y_0)}{(Y_1 + Y_0)} \frac{(Y_1 - \hat{Y}_2)}{(Y_1 + \hat{Y}_2)} e^{-2u_1 h_1}} \quad (27)$$

$$R_{te}^{(1)+} = \frac{\frac{(Y_1 - \hat{Y}_2)}{(Y_1 + \hat{Y}_2)} \left[ 1 + \frac{(Y_1 - Y_0)}{(Y_1 + Y_0)} e^{-2u_1 h_s} \right] e^{-2u_1 h_1}}{1 - \frac{(Y_1 - Y_0)}{(Y_1 + Y_0)} \frac{(Y_1 - \hat{Y}_2)}{(Y_1 + \hat{Y}_2)} e^{-2u_1 h_1}} \quad (28)$$

No caso do substrato ser uma única camada, teríamos  $\hat{Y}_2 = Y_2$ . Se por outro lado, o substrato for formado por um semi-espaco estratificado, então a admitância  $\hat{Y}_2$  na superfície seria obtida pela formula de recorrência:

$$\hat{Y}_j = Y_j \frac{\hat{Y}_{j+1} + Y_j \tanh [u_j h_j]}{Y_j + \hat{Y}_{j+1} \tanh [u_j h_j]}, \quad j = 2, \dots, N-1 \quad (29)$$

$$\hat{Y}_N = Y_N, \quad (30)$$

$$Y_j = \frac{u_j}{z_j} = \frac{u_j}{i\omega\mu_j}. \quad (31)$$

em que  $u_j^2 = k_x^2 + k_y^2 - k_j^2 = k_r^2 - k_j^2$  e  $k_j^2 = -z_j \eta_j = i\omega\mu_j \sigma_j$ .

## 2.4 – MODO TM

Para o modo TM o potencial  $\bar{A}_z$  no domínio  $k_x, k_y, z$ , nas três camadas são dados por:

$$\bar{A}^{(0)} = A_0 e^{u_0 z}, \quad z < 0 \quad (32)$$

$$\bar{A}^{(1)-} = A_1 (e^{u_1(z-h_s)} - R_{tm}^{(1)-} e^{-u_1(z+h_s)} + R_{tm}^{(1)+} e^{u_1(z+h_s)}), \quad 0 < z < h_s \quad (33)$$

$$\bar{A}^{(1)+} = A_1 (e^{-u_1(z-h_s)} + R_{tm}^{(1)-} e^{-u_1(z+h_s)} - R_{tm}^{(1)+} e^{u_1(z+h_s)}), \quad h_s < z < h_1 \quad (34)$$

$$\bar{A}^{(2)} = A_2 e^{-u_2(z-h_1)}, \quad z > h_1 \quad (35)$$

em que  $h_s$  é a profundidade do transmissor e  $h_1$  é a espessura da camada onde está localizado o transmissor. A amplitude  $A_l$  do potencial incidente é dada pela equação abaixo:

$$A_l = I(\omega) ds_x \frac{ik_x}{2(k_x^2 + k_y^2)} \quad (36)$$

Para se determinar os coeficientes de reflexão  $R_{tm}^{(1)-}$  e  $R_{tm}^{(1)+}$  e as constantes  $A_0$  e  $A_2$  é preciso calcular as seguintes derivadas dos potenciais de Schelkunoff  $\bar{A}^{(0)}$ ,  $\bar{A}^{(1)-}$ ,  $\bar{A}^{(1)+}$  e  $\bar{A}^{(2)}$  expressos abaixo:

$$\frac{1}{\eta_0} \frac{\partial \bar{A}^{(0)}}{\partial z} = Z_0 A_0 e^{u_0 z}, \quad z < 0 \quad (37)$$

$$\frac{1}{\eta_1} \frac{\partial \bar{A}^{(1)-}}{\partial z} = Z_1 A_1 (e^{u_1(z-h_s)} + R_{tm}^{(1)-} e^{-u_1(z+h_s)} - R_{tm}^{(1)+} e^{u_1(z+h_s)}), \quad 0 < z < h_s \quad (38)$$

$$\frac{1}{\eta_1} \frac{\partial \bar{A}^{(1)+}}{\partial z} = -Z_1 A_1 (e^{-u_1(z-h_s)} + R_{tm}^{(1)-} e^{-u_1(z+h_s)} + R_{tm}^{(1)+} e^{u_1(z+h_s)}), \quad h_s < z < h_1 \quad (39)$$

$$\frac{1}{\eta_2} \frac{\partial \bar{A}^{(2)}}{\partial z} = -\hat{Z}_2 A_2 e^{-u_2(z-h_1)}, \quad z > h_1 \quad (40)$$

em que  $\hat{Z}_2$  é a impedância no topo da segunda camada

Usando a continuidade de  $\bar{A}$  e de  $\frac{\partial \bar{A}}{\partial z}$  em que  $z = 0$  e  $z = h_1$ , teremos:

$$\bar{A}_0 = \bar{A}^{(1)-} \quad \text{para} \quad z = 0$$

$$\bar{A}_2 = \bar{A}^{(1)+} \quad \text{para} \quad z = h_1$$

$$A_0 = A_1 (e^{-u_1 h_s} - R_{tm}^{(1)-} e^{-u_1 h_s} + R_{tm}^{(1)+} e^{u_1 h_s}) \quad (41)$$

$$A_2 = A_1 (e^{-u_1(h_1-h_s)} + R_{tm}^{(1)-} e^{-u_1(h_1+h_s)} - R_{tm}^{(1)+} e^{u_1(h_1+h_s)}) \quad (42)$$

$$\frac{1}{\eta_0} \frac{\partial \bar{A}^{(0)}}{\partial z} = \frac{1}{\eta_1} \frac{\partial \bar{A}^{(1)-}}{\partial z} \quad \text{para} \quad z = 0$$

$$\frac{1}{\eta_2} \frac{\partial \bar{A}^{(2)}}{\partial z} = \frac{1}{\eta_1} \frac{\partial \bar{A}^{(1)+}}{\partial z} \quad \text{para} \quad z = h_1$$

$$Z_0 A_0 = Z_1 A_1 (e^{-u_1 h_s} + R_{tm}^{(1)-} e^{-u_1 h_s} + R_{tm}^{(1)+} e^{u_1 h_s}) \quad (43)$$

$$\hat{Z}_2 A_2 = Z_1 A_1 (e^{-u_1 (h_1 - h_s)} + R_{tm}^{(1)-} e^{-u_1 (h_1 + h_s)} + R_{tm}^{(1)+} e^{u_1 (h_1 + h_s)}) \quad (44)$$

$$Z_0 A_1 (e^{-u_1 h_s} - R_{tm}^{(1)-} e^{-u_1 h_s} + R_{tm}^{(1)+} e^{u_1 h_s}) = Z_1 A_1 (e^{-u_1 h_s} + R_{tm}^{(1)-} e^{-u_1 h_s} + R_{tm}^{(1)+} e^{u_1 h_s}) \quad (45)$$

$$Z_0 e^{-u_1 h_s} - Z_0 R_{tm}^{(1)-} e^{-u_1 h_s} + Z_0 R_{tm}^{(1)+} e^{u_1 h_s} = Z_1 e^{-u_1 h_s} + Z_1 R_{tm}^{(1)-} e^{-u_1 h_s} + Z_1 R_{tm}^{(1)+} e^{u_1 h_s} \quad (46)$$

$$(Z_1 + Z_0) R_{tm}^{(1)-} e^{-u_1 h_s} + (Z_1 - Z_0) R_{tm}^{(1)+} e^{u_1 h_s} = - (Z_1 - Z_0) e^{-u_1 h_s} \quad (47)$$

$$R_{tm}^{(1)-} e^{-u_1 h_s} - \frac{(Z_1 - Z_0)}{(Z_1 + Z_0)} R_{tm}^{(1)+} e^{u_1 h_s} = - \frac{(Z_1 - Z_0)}{(Z_1 + Z_0)} e^{-u_1 h_s} \quad (48)$$

e

$$\begin{aligned} & \hat{Z}_2 A_1 (e^{-u_1 (h_1 - h_s)} + R_{tm}^{(1)-} e^{-u_1 (h_1 + h_s)} - R_{tm}^{(1)+} e^{u_1 (h_1 + h_s)}) \\ &= Z_1 A_1 (e^{-u_1 (h_1 - h_s)} + R_{tm}^{(1)-} e^{-u_1 (h_1 + h_s)} + R_{tm}^{(1)+} e^{u_1 (h_1 + h_s)}) \quad (49) \end{aligned}$$

$$R_{tm}^{(1)-} e^{-u_1 (h_1 + h_s)} (\hat{Z}_2 - Z_1) - R_{tm}^{(1)+} e^{u_1 (h_1 + h_s)} (\hat{Z}_2 + Z_1) = e^{-u_1 (h_1 - h_s)} (\hat{Z}_2 - Z_1) \quad (50)$$

$$R_{tm}^{(1)-} e^{-u_1 (h_1 + h_s)} \frac{(Z_1 - \hat{Z}_2)}{(Z_1 + \hat{Z}_2)} + R_{tm}^{(1)+} e^{u_1 (h_1 + h_s)} = - \frac{(Z_1 - \hat{Z}_2)}{(Z_1 + \hat{Z}_2)} e^{-u_1 (h_1 - h_s)} \quad (51)$$

Resolvendo para  $R_{tm}^{(1)-}$  e  $R_{tm}^{(1)+}$  teremos:

$$R_{tm}^{(1)-} = \frac{\frac{(Z_1 - Z_0)}{(Z_1 + Z_0)} \left[ -1 + \frac{(Z_1 - \hat{Z}_2)}{(Z_1 + \hat{Z}_2)} e^{-2u_1 (h_1 - h_s)} \right]}{1 - \frac{(Z_1 - Z_0)}{(Z_1 + Z_0)} \frac{(Z_1 - \hat{Z}_2)}{(Z_1 + \hat{Z}_2)} e^{-2u_1 h_1}} \quad (52)$$

$$R_{tm}^{(1)+} = \frac{\frac{(Z_1 - \hat{Z}_2)}{(Z_1 + \hat{Z}_2)} \left[ -1 + \frac{(Z_1 - Z_0)}{(Z_1 + Z_0)} e^{-2u_1 h_s} \right] e^{-2u_1 h_1}}{1 - \frac{(Z_1 - Z_0)}{(Z_1 + Z_0)} \frac{(Z_1 - \hat{Z}_2)}{(Z_1 + \hat{Z}_2)} e^{-2u_1 h_1}} \quad (53)$$

No caso do substrato ser uma única camada, teríamos  $\hat{Z}_2 = Z_2$ . Se por outro lado, o substrato for formado por um semi-espço estratificado, então a impedância  $\hat{Z}_2$  na superfície seria obtida pela formula de recorrência:

$$\hat{Z}_j = Z_j \frac{\hat{Z}_{j+1} + Z_j \tanh [u_j h_j]}{Z_j + \hat{Z}_{j+1} \tanh [u_j h_j]}, \quad j = 2, \dots, N-1 \quad (54)$$

$$\hat{Z}_N = Z_N, \quad (55)$$

$$Z_j = \frac{u_j}{\eta_j} = \frac{u_j}{\sigma_j}. \quad (56)$$

em que  $u_j^2 = k_x^2 + k_y^2 - k_j^2 = k_r^2 - k_j^2$  e  $k_j^2 = -z_j \eta_j = i\omega \mu_j \sigma_j$ .

Com as expressões dos coeficientes  $R_{te}^{(1)+}$ ,  $R_{te}^{(1)-}$ ,  $R_{tm}^{(1)-}$  e  $R_{tm}^{(1)+}$  devemos voltar ao domínio (x,y,z). Para tanto, basta realizar duas transformadas inversas de Fourier, o que será mostrado na próxima seção.

## 2.5 – TRANSFORMADA DE FOURIER E AS COMPONENTES DO CAMPO

### 2.5.1 – REGIÃO $h_s \leq z \leq h_1$

Com base nos potenciais de Schelkunoff, no domínio  $k_x$ ,  $k_y$ ,  $z$ , podemos determinar os coeficientes de reflexão para os modos TE e TM calculados anteriormente. Com os coeficientes de reflexão, realizamos as transformadas de Fourier inversa para o domínio x, y e z e calculamos as expressões para os campos elétrico e magnético acima do fundo do mar, região de interesse.

Para a região 1, de interesse, delimitada por  $h_s < z < h_1$ , temos:

$$F_z(x,y,z) = -\frac{I ds_x}{8\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \kappa_{TE}^1 \frac{1}{Y_1} \frac{ik_y}{(k_x^2 + k_y^2)} e^{i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y \quad (57)$$

em que

$$\kappa_{TE}^1(k_x, k_y, z) = \left( e^{-u_1(z-h_s)} + R_{te}^{(1)-} e^{-u_1(z+h_s)} + R_{te}^{(1)+} e^{u_1(z+h_s)} \right) \quad (58)$$

e

$$A_z(x,y,z) = -\frac{I ds_x}{8\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \kappa_{TM}^1 \frac{ik_x}{(k_x^2 + k_y^2)} e^{i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y \quad (59)$$

em que

$$\kappa_{TM}^1(k_x, k_y, z) = \left( e^{-u_1(z-h_s)} + R_{tm}^{(1)-} e^{-u_1(z+h_s)} - R_{tm}^{(1)+} e^{u_1(z+h_s)} \right) \quad (60)$$

Por questão computacional substituímos as transformadas dupla de Fourier por transformadas de Hankel. Assim, empregando a identidade:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(k_x, k_y) e^{i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y = 2\pi \int_0^{\infty} f(k_r) J_0(k_r r) k_r dk_r \quad (61)$$

em que  $k_r^2 = k_x^2 + k_y^2$  e  $r^2 = x^2 + y^2$ . Deste modo, os potenciais  $F_z$  e  $A_z$  tornam-se:

$$F_z(x, y, z) = -\frac{ids_x}{4\pi} \frac{\partial}{\partial y} \int_0^{\infty} \kappa_{TE}^1(k_r) J_0(k_r r) \frac{1}{\gamma_1 k_r} dk_r \quad (62)$$

em que

$$\kappa_{TE}^1(k_x, k_y, z) = \left( e^{-u_1(z-h_s)} + R_{te}^{(1)-} e^{-u_1(z+h_s)} + R_{te}^{(1)+} e^{u_1(z+h_s)} \right) \quad (63)$$

e

$$A_z(x, y, z) = -\frac{ids_x}{4\pi} \frac{\partial}{\partial x} \int_0^{\infty} \kappa_{TM}^1(k_r) J_0(k_r r) \frac{1}{k_r} dk_r \quad (64)$$

em que

$$\kappa_{TM}^1(k_x, k_y, z) = \left( e^{-u_1(z-h_s)} + R_{tm}^{(1)-} e^{-u_1(z+h_s)} + R_{tm}^{(1)+} e^{u_1(z+h_s)} \right) \quad (65)$$

e tendo o conjunto de operadores diferenciais usados para a resolução das integrais para a componente elétrica  $E_x$  e a magnética  $H_y$  do campo eletromagnético:

$$\frac{\partial^2}{\partial y^2} = \left( \frac{1}{r} - \frac{y^2}{r^3} \right) \frac{\partial}{\partial r} + \frac{y^2}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial r^2} \quad (66)$$

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} = \left( \frac{1}{r} - \frac{x^2}{r^3} \right) \frac{\partial}{\partial r} + \frac{x^2}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial r^2} \quad (67)$$

$$\frac{\partial J_0(k_r r)}{\partial r} = -k_r J_1(k_r r) \quad (68)$$

e

$$\frac{\partial^2 J_0(k_r r)}{\partial r^2} = \frac{k_r}{r} J_1(k_r r) - k_r^2 J_0(k_r r) \quad (69)$$

podemos chegar nas expressões da componente elétrica  $E_x$  e da componente magnética  $H_y$  partindo das equações abaixo:

$$TM_z \quad Ex = \frac{1}{\eta} \frac{\partial^2 A_z}{\partial x \partial z} \quad (70)$$

$$Hy = -\frac{\partial A_z}{\partial x} \quad (72)$$

$$TE_z \quad Ex = -\frac{\partial F_z}{\partial y} \quad (71)$$

$$Hy = -\frac{1}{\zeta} \frac{\partial^2 F_z}{\partial y \partial z} \quad (73)$$

Como há excitação nos modos TM e TE, utilizaremos ambos os modos para obter a expressão de  $E_x$  e  $H_y$ .

## 2.6 – CAMPO $E_x$

$$E_x^{(1)} = E_x^{(1)}|_{TM} + E_x^{(1)}|_{TE} = \frac{1}{\eta_1} \frac{\partial^2 A_z^{(1)}}{\partial x \partial z} - \frac{\partial F_z^{(1)}}{\partial y}$$

$$E_x^{(1)} = \frac{I ds_x}{4\pi\eta_1} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \int_0^\infty \kappa_{TM}^{1'}(k_r) J_0(k_r r) \frac{u_1}{k_r} dk_r + \frac{I ds_x}{4\pi} \frac{\partial^2}{\partial y^2} \int_0^\infty \kappa_{TE}^1(k_r) J_0(k_r r) \frac{u_1}{Y_1 k_r} dk_r$$

(74)

em que as funções kernel  $\kappa_{TM}^{1'}$  e  $\kappa_{TE}^1$  são dadas por:

$$\kappa_{TM}^{1'}(k_r) = \left( e^{-u_1(z-h_s)} + R_{tm}^{(1)-} e^{-u_1(z+h_s)} + R_{tm}^{(1)+} e^{u_1(z+h_s)} \right), \quad (75)$$

$$\kappa_{TE}^1(k_r) = \left( e^{-u_1(z-h_s)} + R_{te}^{(1)-} e^{-u_1(z+h_s)} + R_{te}^{(1)+} e^{u_1(z+h_s)} \right), \quad (76)$$

Usando os operadores diferenciais (66) e (67) na equação (74), obteremos:

$$E_x^{(1)} = + \frac{I ds_x}{4\pi\eta_1} \left( \frac{1}{r} - \frac{x^2}{r^3} \right) \frac{\partial}{\partial r} \int_0^\infty \kappa_{TM}^{1'}(k_r) J_0(k_r r) \frac{u_1}{k_r} dk_r$$

$$+ \frac{I ds_x}{4\pi\eta_1} \frac{x^2}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial r^2} \int_0^\infty \kappa_{TM}^{1'}(k_r) J_0(k_r r) \frac{u_1}{k_r} dk_r$$

$$+ \frac{I ds_x}{4\pi} \left( \frac{1}{r} - \frac{y^2}{r^3} \right) \frac{\partial}{\partial r} \int_0^\infty \kappa_{TE}^1(k_r) J_0(k_r r) \frac{1}{Y_1 k_r} dk_r$$

$$+ \frac{I ds_x}{4\pi} \frac{y^2}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial r^2} \int_0^\infty \kappa_{TE}^1(k_r) J_0(k_r r) \frac{1}{Y_1 k_r} dk_r \quad (77)$$

Agora, expandindo os termos, e usando as derivadas das funções de Bessel dadas por (68) e (69). O campo  $E_x^{(1)}$  é dado por:

$$E_x^{(1)} = - \frac{I ds_x}{4\pi\eta_1} \left( \frac{1}{r} - \frac{2x^2}{r^3} \right) \int_0^\infty \left( e^{-u_1(z-h_s)} + R_{tm}^{(1)-} e^{-u_1(z+h_s)} + R_{tm}^{(1)+} e^{u_1(z+h_s)} \right) J_1(k_r r) u_1 dk_r$$

$$- \frac{I ds_x}{4\pi\eta_1} \frac{x^2}{r^2} \int_0^\infty \left( e^{-u_1(z-h_s)} + R_{tm}^{(1)-} e^{-u_1(z+h_s)} + R_{tm}^{(1)+} e^{u_1(z+h_s)} \right) J_0(k_r r) u_1 k_r dk_r$$

$$- \frac{I ds_x}{4\pi} \left( \frac{1}{r} - \frac{2y^2}{r^3} \right) \int_0^\infty \left( e^{-u_1(z-h_s)} + R_{te}^{(1)-} e^{-u_1(z+h_s)} + R_{te}^{(1)+} e^{u_1(z+h_s)} \right) J_1(k_r r) \frac{1}{Y_1} dk_r$$

$$- \frac{I ds_x}{4\pi} \frac{y^2}{r^2} \int_0^\infty \left( e^{-u_1(z-h_s)} + R_{te}^{(1)-} e^{-u_1(z+h_s)} + R_{te}^{(1)+} e^{u_1(z+h_s)} \right) J_0(k_r r) \frac{1}{Y_1} k_r dk_r \quad (78)$$

## 2.7 – CAMPO $H_y$

$$H_y^{(1)} = H_y^{(1)}|_{TM} + H_y^{(1)}|_{TE} = - \frac{\partial A_z^{(1)}}{\partial x} + \frac{1}{\zeta_1} \frac{\partial^2 F_z^{(1)}}{\partial y \partial z}$$

$$H_y^{(1)} = \frac{I ds_x}{4\pi} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \int_0^\infty \kappa_{TM}^1(k_r) J_0(k_r r) \frac{1}{k_r} dk_r + \frac{I ds_x}{4\pi\zeta_1} \frac{\partial^2}{\partial y^2} \int_0^\infty \kappa_{TE}^{1'}(k_r) J_0(k_r r) \frac{u_1}{Y_1 k_r} dk_r \quad (79)$$

em que as funções kernel  $\kappa_{TM}^1$  e  $\kappa_{TE}^{1'}$  são dadas por:

$$\kappa_{TM}^1(k_r) = \left( e^{-u_1(z-h_s)} + R_{tm}^{(1)-} e^{-u_1(z+h_s)} - R_{tm}^{(1)+} e^{u_1(z+h_s)} \right), \quad (80)$$

$$\kappa_{TE}^{1'}(k_r) = \left( e^{-u_1(z-h_s)} + R_{te}^{(1)-} e^{-u_1(z+h_s)} - R_{te}^{(1)+} e^{u_1(z+h_s)} \right), \quad (81)$$

Usando os operadores diferenciais (66) e (67) na equação (79), obteremos:

$$\begin{aligned} H_y^{(1)} = & + \frac{lds_x}{4\pi} \left( \frac{1}{r} - \frac{x^2}{r^3} \right) \frac{\partial}{\partial r} \int_0^\infty \kappa_{TM}^1(k_r) J_0(k_r r) \frac{1}{k_r} dk_r \\ & + \frac{lds_x}{4\pi} \frac{x^2}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial r^2} \int_0^\infty \kappa_{TM}^1(k_r) J_0(k_r r) \frac{1}{k_r} dk_r \\ & + \frac{lds_x}{4\pi\zeta_1} \left( \frac{1}{r} - \frac{y^2}{r^3} \right) \frac{\partial}{\partial r} \int_0^\infty \kappa_{TE}^{1'}(k_r) J_0(k_r r) \frac{u_1}{Y_1 k_r} dk_r \\ & + \frac{lds_x}{4\pi\zeta_1} \frac{y^2}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial r^2} \int_0^\infty \kappa_{TE}^{1'}(k_r) J_0(k_r r) \frac{u_1}{Y_1 k_r} dk_r \end{aligned} \quad (82)$$

Agora, expandindo os termos, e usando as derivadas das funções de Bessel dadas por (68) e (69). O campo  $H_x^{(1)}$  é dado por:

$$\begin{aligned} H_x^{(1)} = & - \frac{lds_x}{4\pi} \left( \frac{1}{r} - \frac{2x^2}{r^3} \right) \int_0^\infty \left( e^{-u_1(z-h_s)} + R_{tm}^{(1)-} e^{-u_1(z+h_s)} - R_{tm}^{(1)+} e^{u_1(z+h_s)} \right) J_1(k_r r) dk_r \\ & - \frac{lds_x}{4\pi} \frac{x^2}{r^2} \int_0^\infty \left( e^{-u_1(z-h_s)} + R_{tm}^{(1)-} e^{-u_1(z+h_s)} - R_{tm}^{(1)+} e^{u_1(z+h_s)} \right) J_0(k_r r) k_r dk_r \\ & - \frac{lds_x}{4\pi\zeta_1} \left( \frac{1}{r} - \frac{2y^2}{r^3} \right) \int_0^\infty \left( e^{-u_1(z-h_s)} + R_{te}^{(1)-} e^{-u_1(z+h_s)} - R_{te}^{(1)+} e^{u_1(z+h_s)} \right) J_1(k_r r) \frac{u_1}{Y_1} dk_r \\ & - \frac{lds_x}{4\pi\zeta_1} \frac{y^2}{r^2} \int_0^\infty \left( e^{-u_1(z-h_s)} + R_{te}^{(1)-} e^{-u_1(z+h_s)} - R_{te}^{(1)+} e^{u_1(z+h_s)} \right) J_0(k_r r) \frac{u_1}{Y_1} k_r dk_r \end{aligned} \quad (83)$$

## 2.8 – IMPLEMENTAÇÃO COMPUTACIONAL

A implementação computacional é feita através de filtros de integração, e considera-se que todas as variáveis que possuam dimensão de comprimento sejam normalizadas pelo skin-depth  $\delta$ .

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega\mu\sigma_s}} = \sqrt{\frac{2\rho_s}{\omega\mu}} \quad (84)$$

em que  $\sigma_s$  ou  $\rho_s = \frac{1}{\sigma_s}$  são a condutividade e a resistividade de referencia.

### 2.8.1 – RELAÇÕES

Fazendo

$$g = k_r \delta \rightarrow k_r = \frac{1}{\delta} g \therefore dk_r = \frac{1}{\delta} dg$$

$$u_j^2 = k_r^2 - k_j^2; \text{ onde } k_r^2 = -i\omega\mu\sigma_s \therefore k_r^2 = -i\omega\mu\frac{\sigma_s}{\sigma_j} = -\frac{2i}{\delta^2}\frac{\sigma_j}{\sigma_s} = -\frac{2i}{\delta^2}\bar{\sigma}_j$$

em que  $\bar{\sigma}_j = \frac{\sigma_j}{\sigma_s}$

$$u_j^2 = k_r^2 - k_j^2 \therefore \delta^2 u_j^2 = \delta^2 k_r^2 - \delta^2 k_j^2 \rightarrow \delta^2 u_j^2 = g^2 - \delta^2 k_j^2$$

Definindo  $\bar{u}_j = \delta u_j$

$$\bar{u}_j^2 = g^2 + 2i\bar{\sigma}_j = g^2 + 2i\frac{\rho_s}{\rho_j}$$

Desprezando o segundo termo da admitividade  $\eta$  podemos escrever  $\eta = \sigma$ .

Também,

$$\frac{1}{Y_1} = \frac{z_j}{u_j} = \frac{i\omega\mu}{u_j} = \frac{i\omega\mu\sigma_s}{u_j\sigma_s} = \frac{2i}{\delta^2 u_j \sigma_s} = \frac{2i}{\delta} \frac{\rho_s}{\bar{u}_j}$$

e  $\frac{u_j}{Y_1} = z_j$

## 2.9 – COEFICIENTES DE REFLEXÃO

### 2.9.1 - COEFICIENTE DE REFLEXÃO TE

$$R_{te}^{(1)-} = \frac{\frac{(Y_1 - Y_0)}{(Y_1 + Y_0)} \left[ 1 + \frac{(Y_1 - \hat{Y}_2)}{(Y_1 + \hat{Y}_2)} e^{-2u_1(h_1 - h_s)} \right]}{1 - \frac{(Y_1 - Y_0)}{(Y_1 + Y_0)} \frac{(Y_1 - \hat{Y}_2)}{(Y_1 + \hat{Y}_2)} e^{-2u_1 h_1}} \quad (85)$$

e

$$R_{te}^{(1)+} = \frac{\frac{(Y_1 - \hat{Y}_2)}{(Y_1 + \hat{Y}_2)} \left[ 1 + \frac{(Y_1 - Y_0)}{(Y_1 + Y_0)} e^{-2u_1 h_s} \right] e^{-2u_1 h_1}}{1 - \frac{(Y_1 - Y_0)}{(Y_1 + Y_0)} \frac{(Y_1 - \hat{Y}_2)}{(Y_1 + \hat{Y}_2)} e^{-2u_1 h_1}} \quad (86)$$

Definindo o fator de estratificação  $F_j^{TE} = \frac{\hat{Y}_j}{Y_j}$  e substituindo em

$$\hat{Y}_j = Y_j \frac{\hat{Y}_{j+1} + Y_j \tanh [u_j h_j]}{Y_{j+1} + \hat{Y}_{j+1} \tanh [u_j h_j]}, \quad j = 2, \dots, N-1 \quad (87)$$

$$\hat{Y}_N = Y_N, \quad (88)$$

$$Y_j = \frac{u_j}{z_j} = \frac{u_j}{i\omega\mu_j}. \quad (89)$$

podemos escrever

$$F_j^{TE} = \frac{F_{j+1}^{TE} + \frac{Y_j}{Y_{j+1}} \tanh [u_j h_j]}{\frac{Y_j}{Y_{j+1}} + F_{j+1}^{TE} \tanh [u_j h_j]}, \quad j = 2, \dots, N-1 \quad (90)$$

$$F_N^{TE} = 1, \quad (91)$$

$$Y_j = \frac{u_j}{z_j} = \frac{u_j}{i\omega\mu_j}. \quad (92)$$

Em termos normalizado

$$R_{te}^{(1)-} = \frac{\frac{(\bar{u}_1 - \bar{u}_0)}{(\bar{u}_1 + \bar{u}_0)} \left[ 1 + \frac{(\bar{u}_1 - F_2^{TE} \bar{u}_2)}{(\bar{u}_1 + F_2^{TE} \bar{u}_2)} e^{-2\bar{u}_1(\bar{h}_1 - \bar{h}_s)} \right]}{1 - \frac{(\bar{u}_1 - \bar{u}_0)}{(\bar{u}_1 + \bar{u}_0)} \left( \frac{(\bar{u}_1 - F_2^{TE} \bar{u}_2)}{(\bar{u}_1 + F_2^{TE} \bar{u}_2)} \right) e^{-2\bar{u}_1 \bar{h}_1}} \quad (93)$$

$$R_{te}^{(1)-} = \frac{\frac{(\bar{u}_1 - F_2^{TE} \bar{u}_2)}{(\bar{u}_1 + F_2^{TE} \bar{u}_2)} \left[ 1 + \frac{(\bar{u}_1 - \bar{u}_0)}{(\bar{u}_1 + \bar{u}_0)} e^{-2\bar{u}_1 \bar{h}_s} \right] e^{-2\bar{u}_1 \bar{h}_1}}{1 - \frac{(\bar{u}_1 - \bar{u}_0)}{(\bar{u}_1 + \bar{u}_0)} \left( \frac{(\bar{u}_1 - F_2^{TE} \bar{u}_2)}{(\bar{u}_1 + F_2^{TE} \bar{u}_2)} \right) e^{-2\bar{u}_1 \bar{h}_1}} \quad (94)$$

$$F_j^{TE} = \frac{F_{j+1}^{TE} + \frac{\bar{u}_j}{\bar{u}_{j+1}} \tanh[\bar{u}_j \bar{h}_j]}{\frac{\bar{u}_j}{\bar{u}_{j+1}} + F_{j+1}^{TE} \tanh[\bar{u}_j \bar{h}_j]}, \quad j = 2, \dots, N-1 \quad (95)$$

$$F_N^{TE} = 1, \quad (96)$$

$$\bar{u}_j = \sqrt{g^2 + 2i \frac{\rho_s}{\rho_j}} \quad (97)$$

## 2.9.2 - COEFICIENTE DE REFLEXÃO TM

$$R_{tm}^{(1)-} = \frac{\frac{(Z_1 - Z_0)}{(Z_1 + Z_0)} \left[ -1 + \frac{(Z_1 - \hat{Z}_2)}{(Z_1 + \hat{Z}_2)} e^{-2u_1(h_1 - h_s)} \right]}{1 - \frac{(Z_1 - Z_0)}{(Z_1 + Z_0)} \left( \frac{(Z_1 - \hat{Z}_2)}{(Z_1 + \hat{Z}_2)} \right) e^{-2u_1 h_1}} \quad (98)$$

e

$$R_{tm}^{(1)+} = \frac{\frac{(Z_1 - \hat{Z}_2)}{(Z_1 + \hat{Z}_2)} \left[ -1 + \frac{(Z_1 - Z_0)}{(Z_1 + Z_0)} e^{-2u_1 h_s} \right] e^{-2u_1 h_1}}{1 - \frac{(Z_1 - Z_0)}{(Z_1 + Z_0)} \left( \frac{(Z_1 - \hat{Z}_2)}{(Z_1 + \hat{Z}_2)} \right) e^{-2u_1 h_1}} \quad (99)$$

Definindo o fator de estratificação  $F_j^{TE} = \frac{\hat{Z}_j}{Z_j}$  e substituindo em

$$\hat{Z}_j = Z_j \frac{\hat{Z}_{j+1} + Z_j \tanh[u_j h_j]}{Z_j + \hat{Z}_{j+1} \tanh[u_j h_j]}, \quad j = 2, \dots, N-1 \quad (100)$$

$$\hat{Z}_N = Z_N,$$

$$Z_j = \frac{u_j}{\eta_j} = \frac{u_j}{\sigma_j}$$

podemos escrever

$$F_j^{TM} = \frac{F_{j+1}^{TM} + \frac{Z_j}{Z_{j+1}} \tanh[u_j h_j]}{\frac{Z_j}{Z_{j+1}} + F_{j+1}^{TM} \tanh[u_j h_j]}, \quad j = 2, \dots, N-1 \quad (101)$$

$$F_N^{TM} = 1, \quad (102)$$

$$Z_j = \frac{u_j}{\eta_j} = \frac{u_j}{\sigma_j} \quad (103)$$

em termos normalizado

$$R_{tm}^{(1)-} = \frac{\frac{(\rho_1 \bar{u}_1 - \rho_0 \bar{u}_0)}{(\rho_1 \bar{u}_1 + \rho_0 \bar{u}_0)} \left[ -1 + \frac{(\rho_1 \bar{u}_1 - \rho_2 F_2^{TM} \bar{u}_2)}{(\rho_1 \bar{u}_1 + \rho_2 F_2^{TM} \bar{u}_2)} e^{-2\bar{u}_1(\bar{h}_1 - \bar{h}_s)} \right]}{1 - \frac{(\rho_1 \bar{u}_1 - \rho_0 \bar{u}_0)}{(\rho_1 \bar{u}_1 + \rho_0 \bar{u}_0)} \left( \frac{(\rho_1 \bar{u}_1 - \rho_2 F_2^{TM} \bar{u}_2)}{(\rho_1 \bar{u}_1 + \rho_2 F_2^{TM} \bar{u}_2)} \right) e^{-2\bar{u}_1 \bar{h}_1}} \quad (104)$$

e

$$R_{tm}^{(1)+} = \frac{\frac{(\rho_1 \bar{u}_1 - \rho_2 F_2^{TM} \bar{u}_2)}{(\rho_1 \bar{u}_1 + \rho_2 F_2^{TM} \bar{u}_2)} \left[ -1 + \frac{(\rho_1 \bar{u}_1 - \rho_0 \bar{u}_0)}{(\rho_1 \bar{u}_1 + \rho_0 \bar{u}_0)} e^{-2\bar{u}_1 \bar{h}_s} \right] e^{-2\bar{u}_1 \bar{h}_1}}{1 - \frac{(\rho_1 \bar{u}_1 - \rho_0 \bar{u}_0)}{(\rho_1 \bar{u}_1 + \rho_0 \bar{u}_0)} \left( \frac{(\rho_1 \bar{u}_1 - \rho_2 F_2^{TM} \bar{u}_2)}{(\rho_1 \bar{u}_1 + \rho_2 F_2^{TM} \bar{u}_2)} \right) e^{-2\bar{u}_1 \bar{h}_1}} \quad (105)$$

se consideramos  $\rho_0 \rightarrow \infty$

$$R_{tm}^{(1)-} = \frac{\left[ 1 - \frac{(\rho_1 \bar{u}_1 - \rho_2 F_2^{TM} \bar{u}_2)}{(\rho_1 \bar{u}_1 + \rho_2 F_2^{TM} \bar{u}_2)} e^{-2\bar{u}_1(\bar{h}_1 - \bar{h}_s)} \right]}{1 + \left( \frac{(\rho_1 \bar{u}_1 - \rho_2 F_2^{TM} \bar{u}_2)}{(\rho_1 \bar{u}_1 + \rho_2 F_2^{TM} \bar{u}_2)} \right) e^{-2\bar{u}_1 \bar{h}_1}} \quad (106)$$

e

$$R_{tm}^{(1)+} = \frac{-\frac{(\rho_1 \bar{u}_1 - \rho_2 F_2^{TM} \bar{u}_2)}{(\rho_1 \bar{u}_1 + \rho_2 F_2^{TM} \bar{u}_2)} \left[ 1 + e^{-2\bar{u}_1 \bar{h}_s} \right] e^{-2\bar{u}_1 \bar{h}_1}}{1 + \left( \frac{(\rho_1 \bar{u}_1 - \rho_2 F_2^{TM} \bar{u}_2)}{(\rho_1 \bar{u}_1 + \rho_2 F_2^{TM} \bar{u}_2)} \right) e^{-2\bar{u}_1 \bar{h}_1}} \quad (107)$$

Finalizados os coeficientes de reflexão  $R_{te}^{(1)-}$ ,  $R_{te}^{(1)+}$ ,  $R_{tm}^{(1)-}$  e  $R_{tm}^{(1)+}$ , podemos agora, obter das equações para a componente elétrica  $E_x$  e para a componente magnética  $H_y$ .

$$\begin{aligned} E_x^{(1)} = & + \frac{Ids_x}{4\pi\eta_1} \left( \frac{1}{r} - \frac{2x^2}{r^3} \right) \int_0^\infty \left( e^{-u_1(z-h_s)} + R_{tm}^{(1)-} e^{-u_1(z+h_s)} + R_{tm}^{(1)+} e^{u_1(z+h_s)} \right) J_1(k_r r) u_1 dk_r \\ & - \frac{Ids_x}{4\pi\eta_1} \frac{x^2}{r^2} \int_0^\infty \left( e^{-u_1(z-h_s)} + R_{tm}^{(1)-} e^{-u_1(z+h_s)} + R_{tm}^{(1)+} e^{u_1(z+h_s)} \right) J_0(k_r r) u_1 k_r dk_r \\ & - \frac{Ids_x}{4\pi} \left( \frac{1}{r} - \frac{2y^2}{r^3} \right) \int_0^\infty \left( e^{-u_1(z-h_s)} + R_{te}^{(1)-} e^{-u_1(z+h_s)} + R_{te}^{(1)+} e^{u_1(z+h_s)} \right) J_1(k_r r) \frac{1}{y_1} dk_r \\ & - \frac{Ids_x}{4\pi} \frac{y^2}{r^2} \int_0^\infty \left( e^{-u_1(z-h_s)} + R_{te}^{(1)-} e^{-u_1(z+h_s)} + R_{te}^{(1)+} e^{u_1(z+h_s)} \right) J_0(k_r r) \frac{1}{y_1} k_r dk_r \end{aligned} \quad (108)$$

$$\begin{aligned} E_x^{(1)} = & - \frac{Ids_x}{4\pi\delta^3} \rho_1 \left( \frac{1}{\bar{r}} - \frac{2\bar{x}^2}{\bar{r}^3} \right) \int_0^\infty \left( e^{-\bar{u}_1(\bar{z}-\bar{h}_s)} + R_{tm}^{(1)-} e^{-\bar{u}_1(\bar{z}+\bar{h}_s)} + R_{tm}^{(1)+} e^{\bar{u}_1(\bar{z}+\bar{h}_s)} \right) \bar{u}_1 J_1(g\bar{r}) dg \\ & - \frac{Ids_x}{4\pi\delta^3} \rho_1 \frac{\bar{x}^2}{\bar{r}^2} \int_0^\infty \left( e^{-\bar{u}_1(\bar{z}-\bar{h}_s)} + R_{tm}^{(1)-} e^{-\bar{u}_1(\bar{z}+\bar{h}_s)} + R_{tm}^{(1)+} e^{\bar{u}_1(\bar{z}+\bar{h}_s)} \right) \bar{u}_1 g J_0(g\bar{r}) dg \\ & - \frac{Ids_x}{4\pi\delta^3} \rho_s \left( \frac{1}{\bar{r}} - \frac{2\bar{y}^2}{\bar{r}^3} \right) \int_0^\infty \left( e^{-\bar{u}_1(\bar{z}-\bar{h}_s)} + R_{te}^{(1)-} e^{-\bar{u}_1(\bar{z}+\bar{h}_s)} + R_{te}^{(1)+} e^{\bar{u}_1(\bar{z}+\bar{h}_s)} \right) \frac{2i}{\bar{u}_1} J_1(g\bar{r}) dg \\ & - \frac{Ids_x}{4\pi\delta^3} \rho_s \frac{\bar{y}^2}{\bar{r}^2} \int_0^\infty \left( e^{-\bar{u}_1(\bar{z}-\bar{h}_s)} + R_{te}^{(1)-} e^{-\bar{u}_1(\bar{z}+\bar{h}_s)} + R_{te}^{(1)+} e^{\bar{u}_1(\bar{z}+\bar{h}_s)} \right) \frac{2i}{\bar{u}_1} g J_0(g\bar{r}) dg \end{aligned} \quad (109)$$

$$\begin{aligned} H_x^{(1)} = & - \frac{Ids_x}{4\pi} \left( \frac{1}{r} - \frac{2x^2}{r^3} \right) \int_0^\infty \left( e^{-u_1(z-h_s)} + R_{tm}^{(1)-} e^{-u_1(z+h_s)} - R_{tm}^{(1)+} e^{u_1(z+h_s)} \right) J_1(k_r r) dk_r \\ & - \frac{Ids_x}{4\pi} \frac{x^2}{r^2} \int_0^\infty \left( e^{-u_1(z-h_s)} + R_{tm}^{(1)-} e^{-u_1(z+h_s)} - R_{tm}^{(1)+} e^{u_1(z+h_s)} \right) J_0(k_r r) k_r dk_r \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& -\frac{I ds_x}{4\pi\zeta_1} \left( \frac{1}{r} - \frac{2y^2}{r^3} \right) \int_0^\infty (e^{-u_1(z-h_s)} + R_{te}^{(1)-} e^{-u_1(z+h_s)} - R_{te}^{(1)+} e^{u_1(z+h_s)}) J_1(k_r r) \frac{u_1}{Y_1} dk_r \\
& -\frac{I ds_x}{4\pi\zeta_1} \frac{y^2}{r^2} \int_0^\infty (e^{-u_1(z-h_s)} + R_{te}^{(1)-} e^{-u_1(z+h_s)} - R_{te}^{(1)+} e^{u_1(z+h_s)}) J_0(k_r r) \frac{u_1}{Y_1} k_r dk_r
\end{aligned}
\tag{110}$$

$$\begin{aligned}
H_x^{(1)} = & -\frac{I ds_x}{4\pi\delta^2} \left( \frac{1}{\bar{r}} - \frac{2\bar{x}^2}{\bar{r}^3} \right) \int_0^\infty (e^{-\bar{u}_1(\bar{z}-\bar{h}_s)} + R_{tm}^{(1)-} e^{-\bar{u}_1(\bar{z}+\bar{h}_s)} + R_{tm}^{(1)+} e^{\bar{u}_1(\bar{z}+\bar{h}_s)}) J_1(g\bar{r}) dg \\
& -\frac{I ds_x}{4\pi\delta^2} \frac{\bar{x}^2}{\bar{r}^2} \int_0^\infty (e^{-\bar{u}_1(\bar{z}-\bar{h}_s)} + R_{tm}^{(1)-} e^{-\bar{u}_1(\bar{z}+\bar{h}_s)} - R_{tm}^{(1)+} e^{\bar{u}_1(\bar{z}+\bar{h}_s)}) g J_0(g\bar{r}) dg \\
& -\frac{I ds_x}{4\pi\delta^2} \left( \frac{1}{\bar{r}} - \frac{2\bar{y}^2}{\bar{r}^3} \right) \int_0^\infty (e^{-\bar{u}_1(\bar{z}-\bar{h}_s)} + R_{te}^{(1)-} e^{-\bar{u}_1(\bar{z}+\bar{h}_s)} + R_{te}^{(1)+} e^{\bar{u}_1(\bar{z}+\bar{h}_s)}) J_1(g\bar{r}) dg \\
& -\frac{I ds_x}{4\pi\delta^2} \frac{\bar{y}^2}{\bar{r}^2} \int_0^\infty (e^{-\bar{u}_1(\bar{z}-\bar{h}_s)} + R_{te}^{(1)-} e^{-\bar{u}_1(\bar{z}+\bar{h}_s)} - R_{te}^{(1)+} e^{\bar{u}_1(\bar{z}+\bar{h}_s)}) g J_0(g\bar{r}) dg
\end{aligned}
\tag{111}$$

### 3 – RESULTADOS E INTERPRETAÇÃO

Os testes de modelos desenvolvidos para o mCSEM 1D são de grande importância na modelagem, pois a partir destes testes podemos inferir parâmetros importantes como resistividade do sedimento(Souza 2007).

Uma peculiaridade do método mCSEM são os baixos valores medidos durante o levantamento (da ordem de  $10^{-15}$ Hz a  $10^{-20}$ Hz) os quais são suscetíveis a várias fontes de ruído sendo a principal a *air-wave*, proveniente da reflexão da onda eletromagnética com a interface ar-água, e que muitas vezes pode mascarar a possível presença de uma camada resistiva de interesse (hidrocarboneto).

Os resultados apresentados neste trabalho tem como base os experimentos feitos em Souza (2007) e além destes modelos, foram acrescentados mais três situações nas quais foram variados parâmetros conhecidos a fim de observar o comportamento da resposta mCSEM.

O primeiro modelo utilizado, retirado de Souza(2007), é constituído de 3 camadas: o ar, o mar com espessura de 1000m e resistividade  $0.3\Omega\text{m}$  e uma camada semi-infinita de sedimentos de  $1\Omega\text{m}$  como ilustrado na figura 5.1a. O modelo com o reservatório, além das camadas anteriores, apresenta uma camada reservatório localizada a 2000m em relação a superfície do mar, com espessura de 100m e resistividade de  $100\Omega\text{m}$ , ilustrado na figura 5.1b.



(a) Modelo NOHC

(b) Modelo HC

Figura5.1 – Modelo1: (a) modelo NOHC, sem reservatório; (b) modelo HC, com reservatório.

O DEH está sendo rebocado a 30m do fundo do mar, e foi operado com frequência de 0.125Hz. Foram medidas as amplitudes de fases da componente elétrica  $E_x$  e magnética  $H_y$  do campo eletromagnético nas geometrias *inline* e *broadside* as quais são ilustradas nas figuras 5.2.

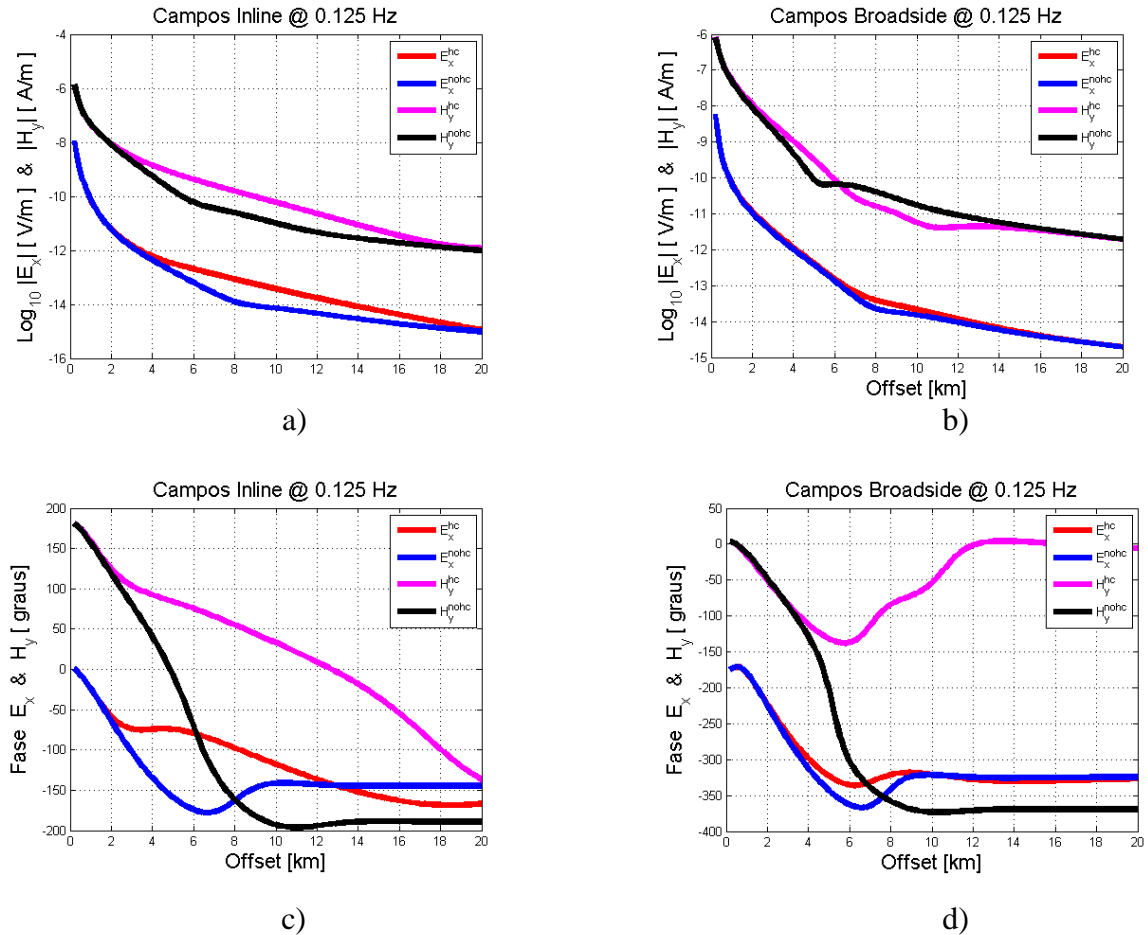


Figura 5.2 – Resposta *inline* a) e *broadside* b) da amplitude e resposta *inline* c) e *broadside* d) da fase do modelo 1 em função dos offset's (espaçamento fonte-receptor) para frequência de 0.125Hz.

O método mCSEM sofre com o efeito da onda refletida na interface ar-água, chamada de air-wave, a qual muitas vezes mascara a presença da camada resistiva (hidrocarboneto). A figura 5.3 mostra as respostas elétrica e magnética sem a presença da onda aérea (air-wave), obtidas considerando o mar com espessura infinita.

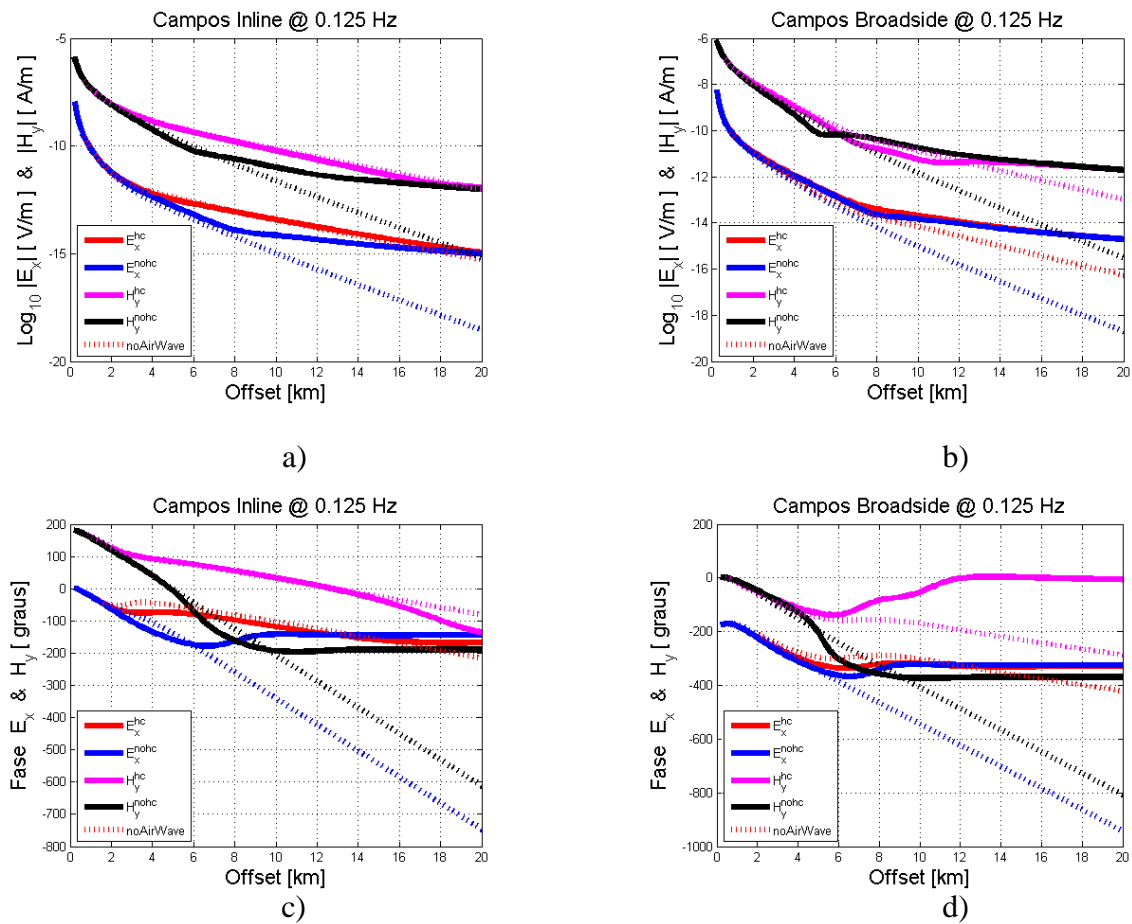
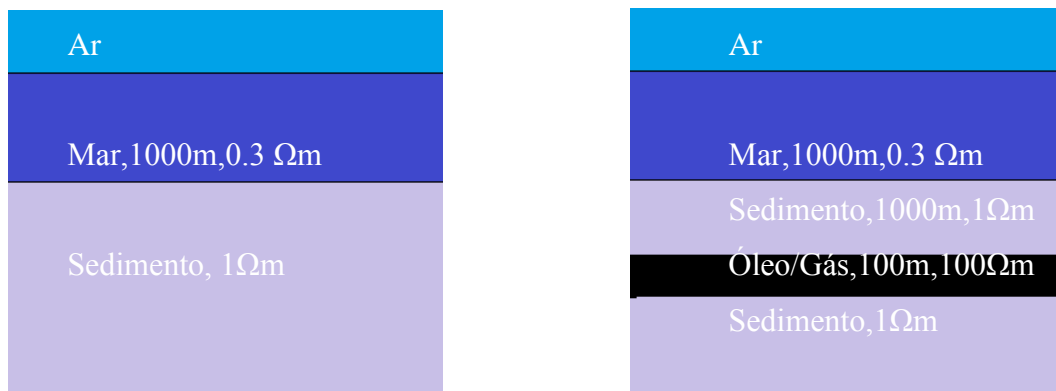


Figura 5.3 – Resposta *inline* a) e *broadside* b) da amplitude e resposta *inline* c) e *broadside* d) da fase do modelo 1 em função dos offset's (espaçamento fonte-receptor) para frequência de 0.125Hz, sem a presença da onda aérea.

No segundo modelo, retirado de Souza(2007), observamos uma pequena diferença em relação ao primeiro modelo a qual é caracterizada pela profundidade do reservatório que agora está a 1800m da superfície do mar (800m do fundo do mar), representado na figura 5.4.



(a) Modelo NOHC

(b) Modelo HC

Figura5.4 – Modelo2: (a) modelo NOHC, sem reservatório; (b) modelo HC, com reservatório.

Neste modelo o DEH também está sendo rebocado a 30m do fundo do mar, mas agora com uma frequência de 0.125Hz. A amplitude e fase dos campos elétricos e magnéticos para este modelo são mostradas na figura 5.5.

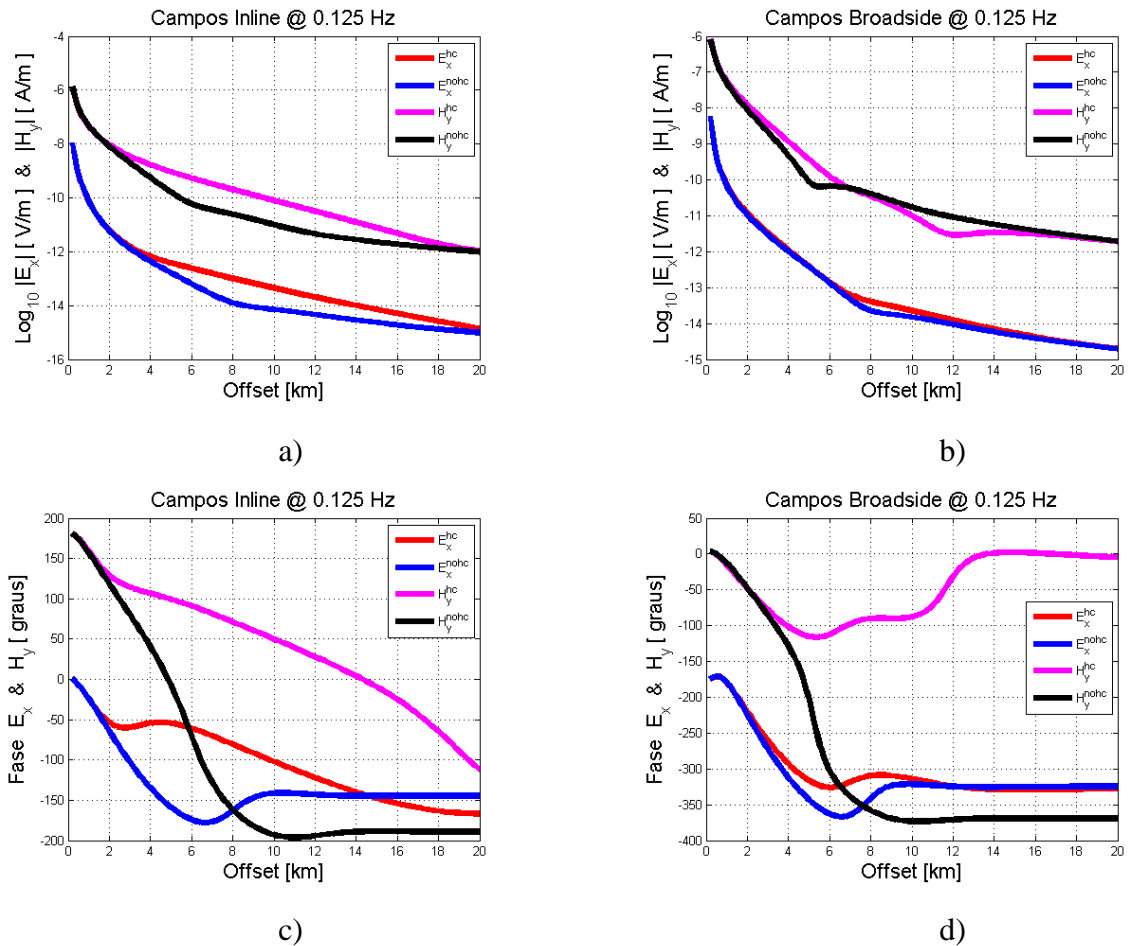


Figura 5.5 – Resposta *inline* a) e *broadside* b) da amplitude e resposta *inline* c) e *broadside* d) da fase do modelo 2 em função dos offset's (espaçamento fonte-receptor) para frequência de 0.125Hz.

Novamente, como mostrado no modelo1, foi obtida também a resposta sem a presença da onda aérea a qual pode ter amplitudes maiores que a da resposta do reservatório, mascarando o mesmo, representada na figura 5.6.

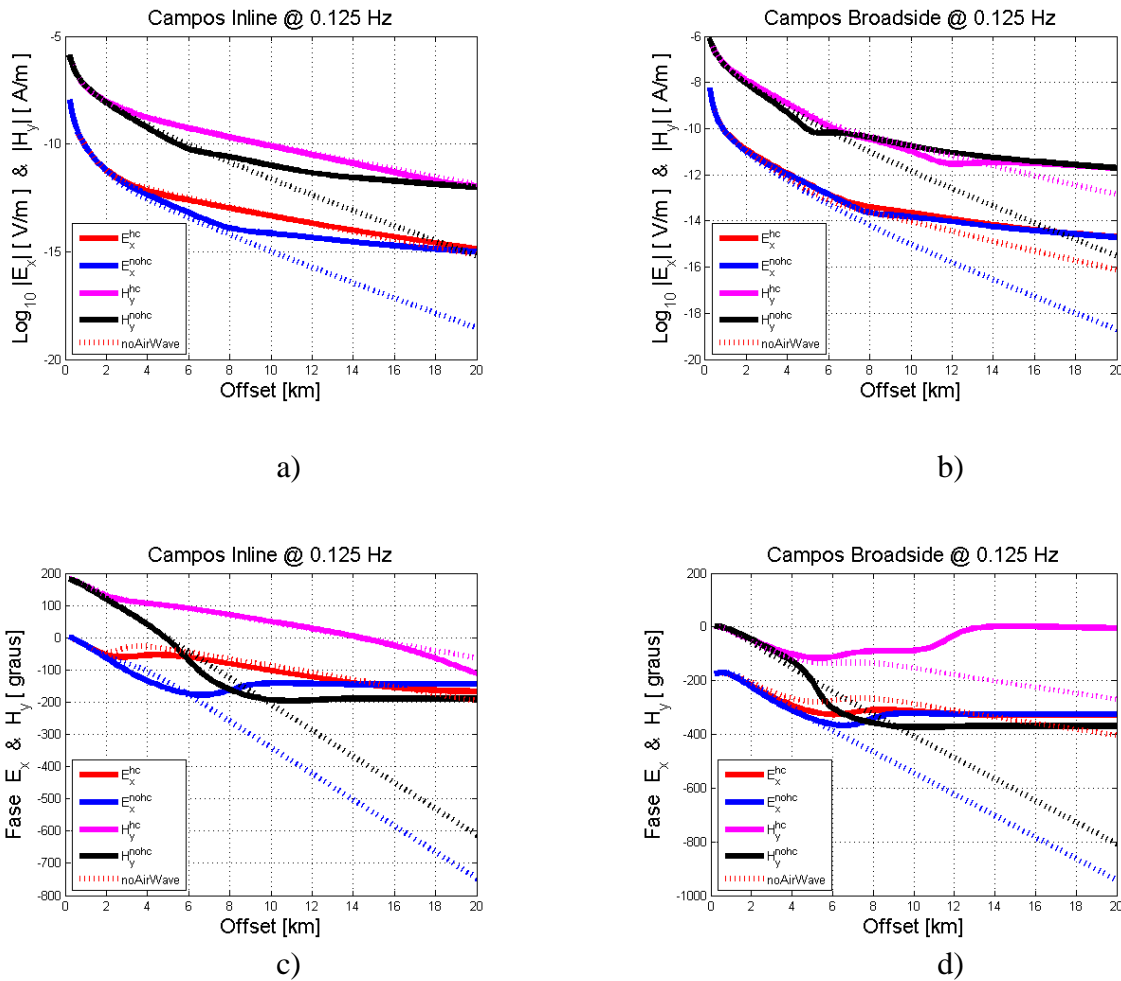
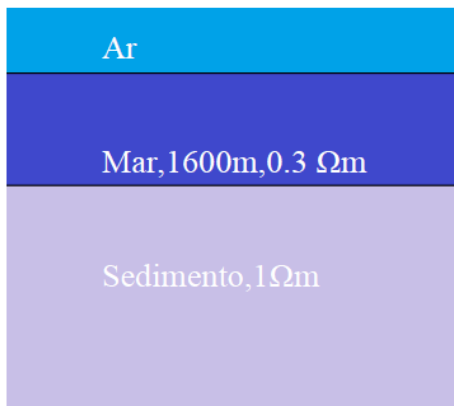


Figura 5.6 – Resposta *inline* a) e *broadside* b) da amplitude e resposta *inline* c) e *broadside* d) fase do modelo 2 em função dos offset's (espaçamento fonte-receptor) para frequência de 0.125Hz, sem a presença da onda aérea.

No terceiro modelo, também retirado de Souza(2007), temos uma configuração diferente dos dois modelos anteriores. Para este modelo sem a presença de hidrocarboneto a camada de água tem 1600m de espessura com resistividade de  $0.3\Omega m$  e um semi-espaco de sedimentos com resistividade de  $1\Omega m$ . Para a situação com a presença do reservatório, além da camada de água, há uma camada de sedimentos de 2000m de espessura com resistividade de  $1\Omega m$ . A camada de hidrocarboneto está localizada a 3600m da superfície da água, com espessura de 50m e resistividade de  $100\Omega m$ , representado na figura 5.7.



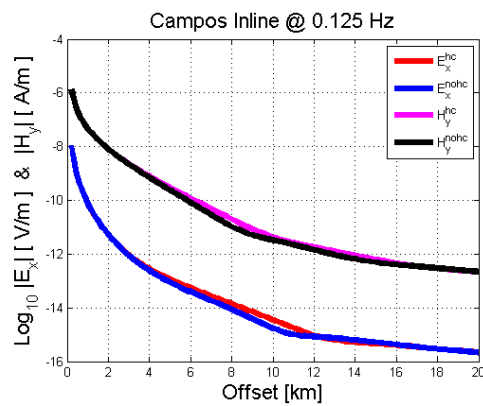
(a) Modelo NOHC



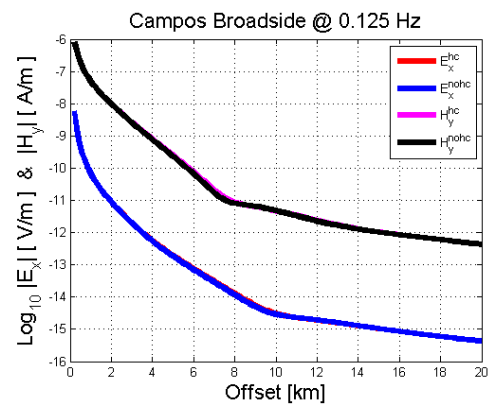
(b) Modelo HC

Figura 5.7 – Modelo 3: (a) modelo NOHC, sem reservatório; (b) modelo HC, com reservatório.

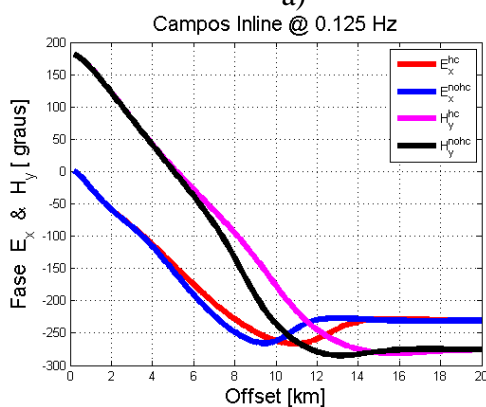
Na figura 5.8 temos a resposta *inline* e *broadside* do modelo 03.



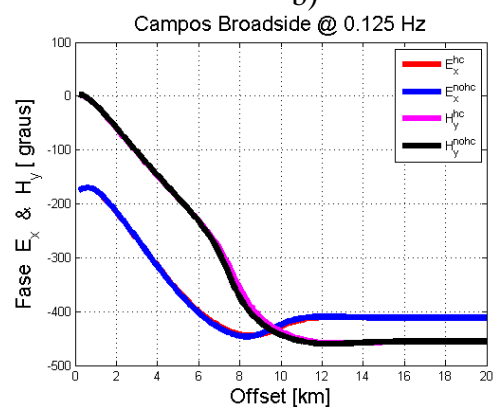
a)



b)



c)



d)

Figura 5.8 – Resposta *inline* a) e *broadside* b) da amplitude e resposta *inline* c) e *broadside* d) fase do modelo 3 em função dos offset (espaçamento fonte-receptor) para frequência de 0.125Hz.

Igual aos modelos anteriores, obteve-se também a resposta do modelo sem a onda aérea o que é expresso na figura 5.9.

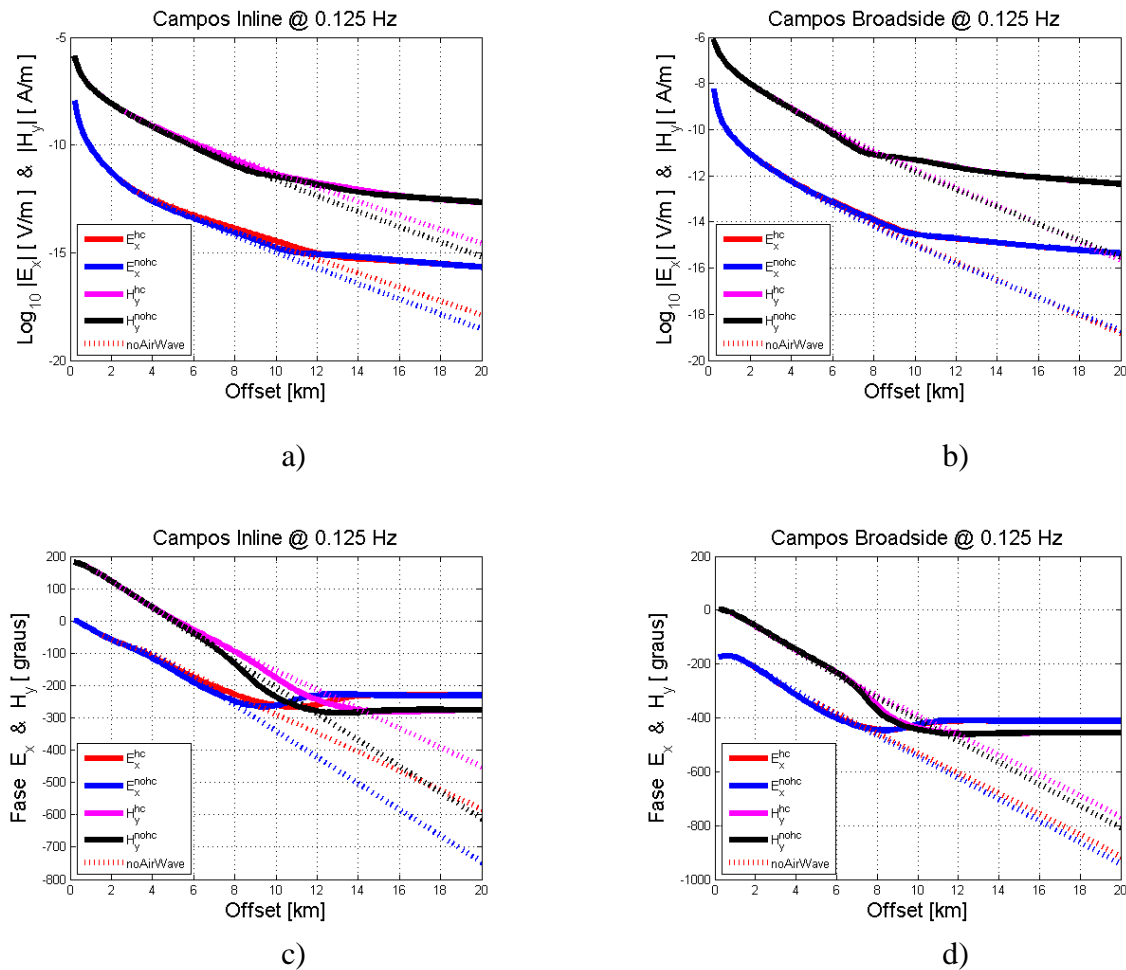


Figura 5.9 – Resposta *inline* a) e *broadside* b) da amplitude e resposta *inline* c) e *broadside* d) da fase do modelo 3 em função dos offset's (espaçamento fonte-receptor) para frequência de 0.125Hz, sem a presença da onda aérea.

O DEH está sendo rebocado a 30m do fundo do oceano, com frequência de operação igual a 0.25Hz. Este modelo é mais exigente que os anteriores devido ter uma camada resistiva mais fina e menos resistiva em relação aos modelos 1 e 2. Além disso, o alvo (reservatório) está a uma maior profundidade estando abaixo de uma espessa camada de água e sedimentos, em relação aos modelos 1 e 2.

Observando as curvas dos campos elétricos e magnéticos para a geometria *inline* nota-se no modelo 3 que para a presença e ausência da camada resistiva, ambas coincidem até offset próximo a 6 km. Entre 6km e 12 km há uma ligeira diferença entre as curvas com e sem a presença do reservatório. Para distâncias maiores que 12km as curvas voltam a ser coincidentes.

Na geometria *broadside* as curvas são praticamente coincidentes para todo *offset*. Observamos que as respostas tanto para a situação HC e NOHC são praticamente coincidentes. Uma pequena diferença entre as curvas HC e NOHC é notada na geometria *inline* devido esta ser mais sensível a camada resistiva. Na geometria *broadside* a detecção da camada resistiva é praticamente impossível para este modelo, pois a mesma tem espessura ínfima comparada às camadas adjacentes e a resistividade da mesma tem contraste pequeno quando comparada aos modelos 1 e 2.

Um detalhe importante observado em todos os modelos sem a presença da *air-wave* é que a diferença entre curvas HC e NOHC é muito notável para *offset's* maiores que 6km. A partir desta distancia as curvas HC e NOHC separam-se, tanto para a componente magnética quando para a elétrica mostrando que a influência da *air-wave* é mais significativa quando maior o afastamento fonte-receptor.

Em *offset's* entre 2km a 7km a resposta para o modelo HC é maior que a do modelos NOHC devido a presença da camada resistiva. Para *offset's* menores que 2km as curvas são coincidentes, região predominantemente representada pela onda direta entre fonte e receptor. Para grandes espaçamentos, as curvas HC e NOHC tornam coincidentes novamente, sendo a resposta desta região proveniente principalmente ou quase exclusivamente da energia refratada e refletida da interface ar-água(Souza/2007) ou *air-wave*. Em todas os resultados, no entanto, observou-se que a resposta *inline* era melhor que a *broadside*. Devido à camada de hidrocarboneto ter uma resistividade até 100 vezes maior que a dos sedimentos adjacentes, a geometria radial/*inline* mostra uma melhor resposta a presença da camada resistiva.

Na modelagem eletromagnética 1D os resultados obtidos dependem de parâmetros como a frequência utilizada, a espessura da camada reservatório e dos contrastes de resistividade entre as camadas do modelo. Em relação à frequência, quanto maior a frequência utilizada maior a resolução do método, mas em contra partida, menor a profundidade de investigação, sendo que este decaimento da energia da onda eletromagnética é conhecido como *skin depth* (profundidade pelicular). Isso é exemplificado no exemplo 3, o qual além de ter um reservatório pouco espesso e com resistividade baixa, aumentando a frequência, menos profundamente a energia da onda eletromagnética penetra no solo chegando a uma frequência a qual não haveria resposta da camada resistiva.

A energia que a onda eletromagnética carrega como resposta as camadas litológicas em subsuperfície contém a resposta do reservatório juntamente com o efeito

da *air-wave*. Como ambas as energias estão presente em toda a curva quer representa o resultado da modelagem, é praticamente impossível distinguir exclusivamente uma da outra.

Comparando as respostas magnéticas e elétricas vemos que a amplitude normalizada do campo magnético é maior que o elétrico, isso devido o campo magnético gerado pelo DEH em um meio homogêneo decai aproximadamente por  $1/R^2$  enquanto o campo elétrico decai cerca de  $1/R^3$  (Um and Alumbaugh).

Nos resultados sem a presença da *air-wave* observa-se o comportamento da curva elétrica e magnética sem inflexões, ou seja, as curvas HC e NOHC elétrica e magnética não se encontram após os offset's característicos a presença de hidrocarbonetos. Essas curvas se distanciam mostrando nitidamente a presença de hidrocarboneto, quando comparadas ao modelo NOHC.

Para se ter uma melhor resposta em relação à presença ou não do reservatório se faz a normalização que consiste em dividir a resposta do modelo HC pela resposta do modelo NOHC (de referência). Como para offset's pequenos e grandes os campos elétrico e magnético HC e NOHC são iguais, o resultado esperado é 1. Para a região com maior influencia à presença do reservatório obteremos valor diferentes de 1 o que indicará a presença da camada de hidrocarboneto.

Para o modelo 1, temos a resposta normalizada abaixo, representada pela figura

5.10

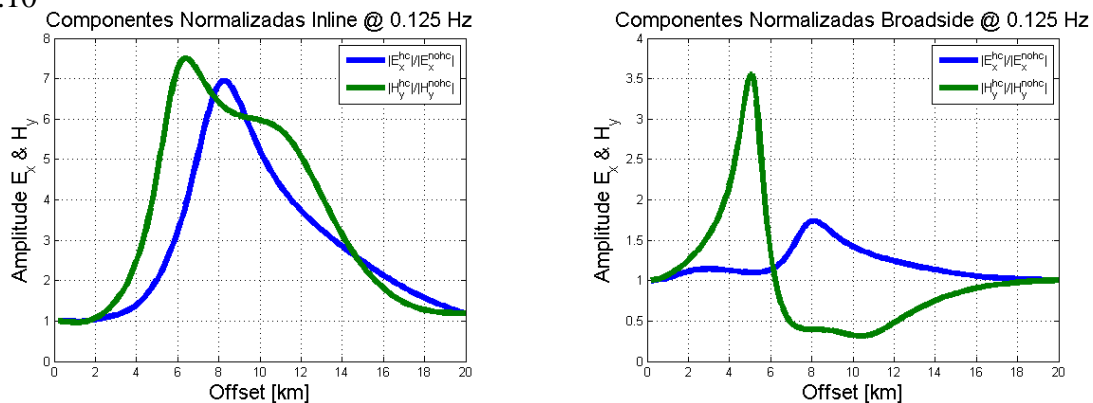


Figura 5.10 – Amplitude do campos elétrico e magnético normalizados pelo modelo NOHC (de referência) *inline* e *broadside* para o modelo 1, com frequência de 0.125 Hz.

Para o modelo 2, temos a resposta normalizada abaixo, representada pela figura 5.11.

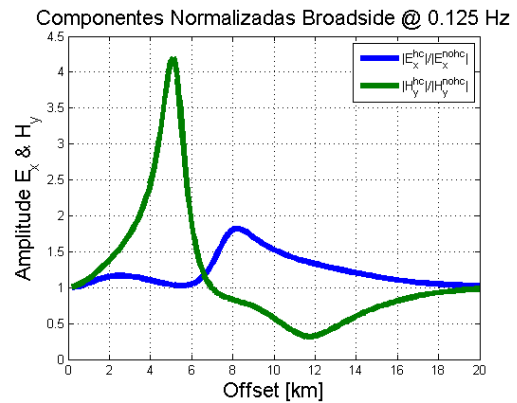
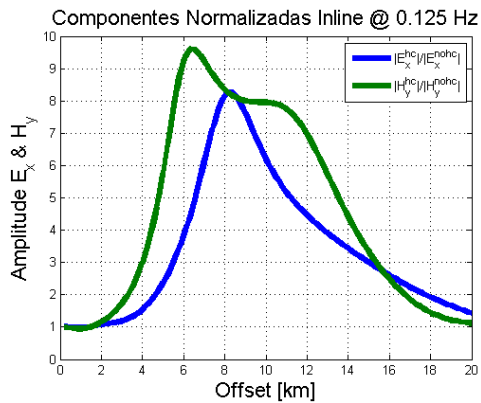


Figura 5.11 – Amplitude dos campos elétrico e magnético normalizados pelo modelo NOHC (de referência) *inline* e *broadside* para o modelo 2, com frequência de 0.125 Hz.

Para o modelo 3, temos a resposta normalizada abaixo, representada pela figura 5.12

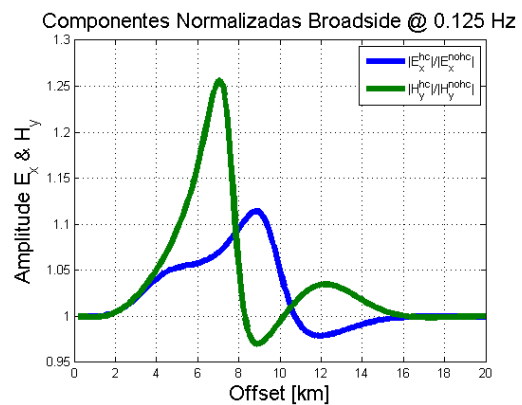
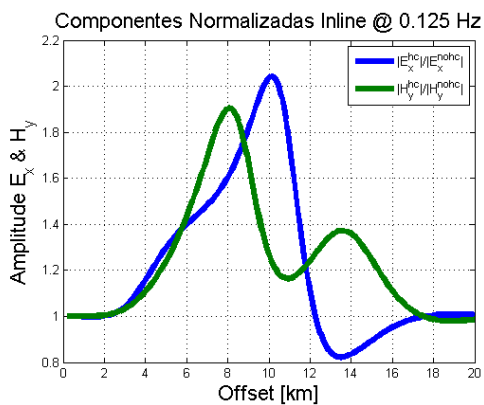


Figura 5.12 – Amplitude dos campos elétrico e magnético normalizados pelo modelo NOHC (de referência) *inline* e *broadside* para o modelo 3, com frequência de 0.125 Hz.

Observou-se acima, que a normalização *inline* para os três modelos teve amplitude maior que a *broadside*. Essa diferença de amplitude é devido à geometria radial/*inline* que abrange uma componente vertical da corrente elétrica a qual é interrompida pela camada resistiva horizontal; já a componente azimutal/*broadside* é largamente horizontal e pouco perturbada pela camada reservatório (Souza/2007).

Nos modelos 1 e 2, a amplitude dos campos elétricos possuem pontos de máximo valor “bem definidos” em relação ao magnético. O campo magnético possui também um ponto de máximo bem definido, mas também mostra uma região de valores altos na vizinhança deste pico. Como visto em Souza/2007, é impossível separar nitidamente a resposta do reservatório e o efeito da *air-wave*. Podemos inferir então que a energia referente à onda eletromagnética refletida do reservatório tem maior parcela anterior ao pico, para o campo elétrico, ou seja, na região de crescimento da curva normalizada elétrica. A componente magnética normalizada tem seu ponto de máximo

em *offset's* menores que a componente elétrica. Isto indica que a mesma é mais sensível ao efeito da onda aérea. Este ponto de máximo é o ponto o qual a parcela referente a *air-wave* é máxima. Outro ponto importante é que ela uma região de altos valores o que não permite uma análise mais detalhada da presença de hidrocarboneto quanto na elétrica, mas sim, uma constatação mais nítida da presença da onda aérea. Além disso, a indução magnética das bobinas são mais suscetíveis a ruído ou a interferência do movimento da fonte que a dos receptores do sinal elétrico (Um and Alumbaugh).

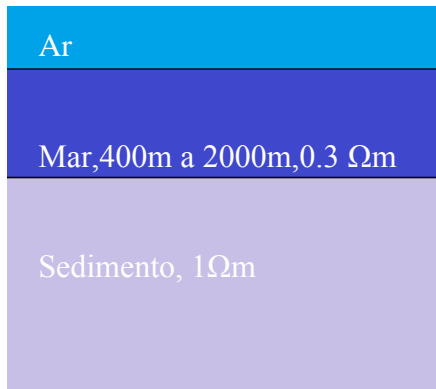
Outro ponto bastante peculiar notado na normalização dos três resultados para os três modelos é que para a normalização do campo magnético apresenta uma resposta mais rápida, ou seja, para *offset* menores, que o elétrico quanto a presença de hidrocarboneto. Esta resposta é visível também nos gráficos de amplitude o quando nota-se uma inflexão na curva magnética localizada em *offset* menores que a do elétrico. Assim, vemos na prática que o campo magnético também é mais suscetível a *air-wave*.

A normalização magnética mostra amplitudes maiores para a geometria *inline* que para a geometria *broadside*, com respectivo comportamento encontrado para a componente elétrica. A razão pela qual a componente elétrica *inline* ser utilizada ao invés da *broadside* é sua amplitude de resposta em relação a presença do hidrocarboneto. A geometria *in-line* pode apresentar alguma resposta detectável na prática, porém para a geometria *broadside* essa resposta é praticamente desprezível (Souza/2007).

Analisado os modelos encontrados na literatura, vamos analisar agora modelos criados com a finalidade de verificar a influência do parâmetro espessura das camadas geológicas e seu reflexo na amplitude dos campos medidos.

### **3.1 - MODELOS GERADOS**

O primeiro modelo foi feito variando a espessura da camada de água de 400m até 2000m com resistividade de 0.3  $\Omega\text{m}$ . A camada de sedimentos continuou com espessura de 1000m e resistividade de 1  $\Omega\text{m}$ . O reservatório também continuou com espessura de 100m de 100  $\Omega\text{m}$  como mostra a figura 5.13.



(a) Modelo NOHC



(b) Modelo HC

Figura 5.13 – Modelo 4: (a) modelo NOHC, sem reservatório; (b) modelo HC, com reservatório.

Neste modelo o DEH também está sendo rebocado a 30m do fundo do mar, mas agora com uma frequência de 0.125Hz. A amplitude e fase dos campos elétrico e magnético para este modelo *in-line* são mostradas na figura 5.14.

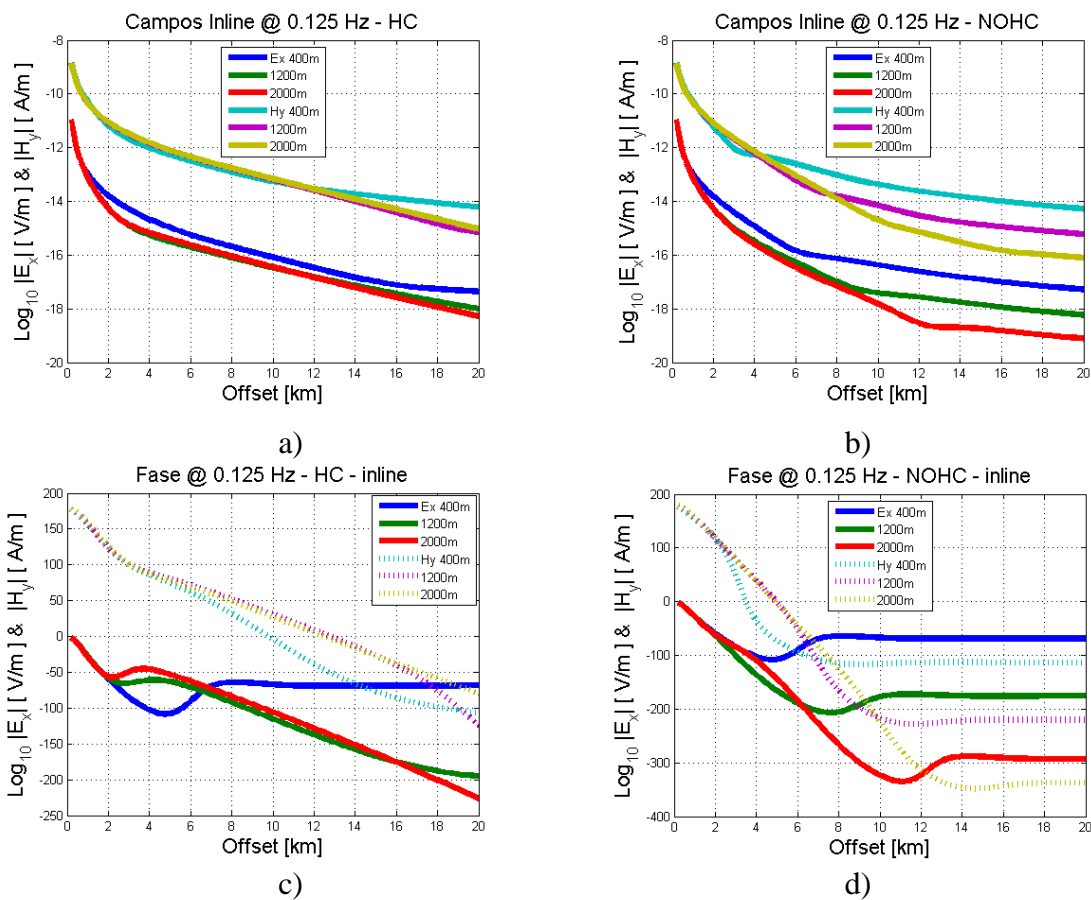


Figura 5.14 – Resposta *inline* HC a) e NOHC b) da amplitude e resposta *inline* HC c) e NOHC d) da fase do modelo 4 em função dos offset's (espaçamento fonte-receptor) para frequência de 0.125Hz.

Para o mesmo modelo HC e NOHC *broadside* temos a amplitude representada na figura 5.15.

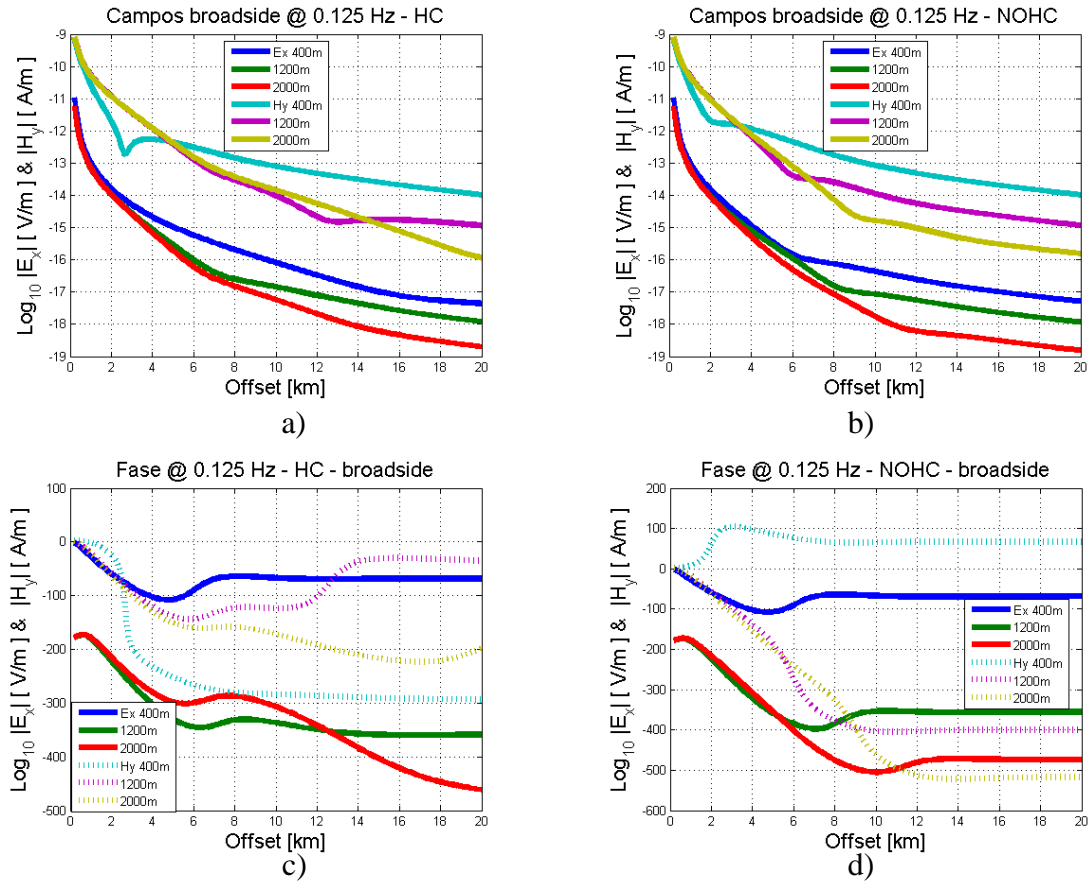


Figura 5.15 – Resposta *broadside* HC a) e NOHC b) da amplitude e resposta *broadside* HC a) e NOHC b) da fase do modelo 4 em função dos offset's (espaçamento fonte-receptor) para frequência de 0.125Hz.

Nas respostas *in-line* deste modelo, com a presença de hidrocarboneto, vemos que as curvas do campo magnético são quase coincidentes, se diferenciando a partir de 12km, região na qual a energia predominante é referente a *air-wave*. Vemos essa diferenciação para o mar com espessura de 400m, mar raso, o qual a energia refletida tem maior amplitude devido a fina camada de água e a pouca atenuação desta energia.

O campo elétrico mostra comportamento semelhante ao campo magnético. No entanto a componente elétrica, com mar de espessura de 400m, mostra uma maior diferenciação devido a mesma razão descrita no magnético. A curva que representa o mar com 400m tem a energia tanto devido o reservatório quanto da *air-wave*. Como a energia devido a *air-wave* é maior para pequenas profundidades, temos na curva de 400m deslocada em relação as maiores espessuras do mar, pois para maiores profundidades do mar, maior é a atenuação da *air-wave*.

O modelo NOHC para o campo magnético, a curva mostra uma resposta a presença da *air-wave*. Para o campo elétrico temos a mesma presença, da energia proveniente da *air-wave*. A *air-wave* se faz presente nos dados e tem sua máxima resposta no ponto de inflexão que as curvas sofrem. Nota-se que para maiores profundidades a *air-wave* tem um *offset* cada vez maior. De acordo com o gráfico da amplitude, nota-se que o campo magnético é mais sensível à presença da *air-wave* que o elétrico devido o primeiro apresentar um ponto de inflexão na curva com *offset* menor que o elétrico, para mesma espessura do mar.

Para a geometria *broadside* a *air-wave* se faz mais nítida no campo magnético que no elétrico além da presença do reservatório ser menos sensível nesta geometria como explicado em Souza/2007.

Analisando, novamente, a resposta normalizada para as geometrias *in-line* e *broadside*, representada na figura 5.16, obtemos:

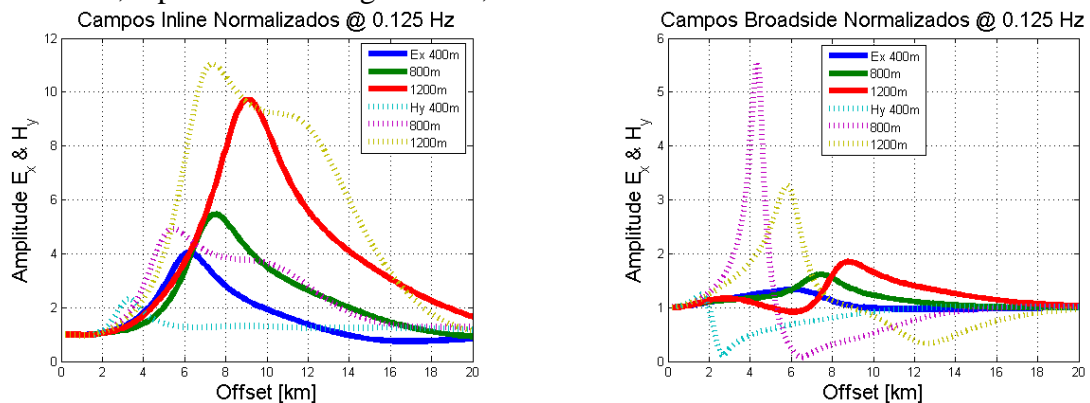


Figura 5.16 – Amplitude dos campos elétrico e magnético normalizados pelo modelo NOHC (de referência) *inline* e *broadside* para o modelo4, com frequência de 0.125Hz.

A normalização das respostas *inline* e *broadside* do modelo 4 mostram resultados semelhantes aos encontrados nos modelos 1, 2 e 3. O campo normalizado elétrico *in-line* apresenta uma amplitude maior que o *broadside*. Com o aumento da espessura da camada de água temos uma amplitude normalizada maior além de deslocar o ponto de máximo para *offset* maiores, isso devido esta região de máximo representar o *offset* onde a *air-wave* possui maior influência nos dados mCSEM 1D. A presença do hidrocarboneto se faz presente na região anterior ao pico, ou seja, na região crescente da curva. Para a normalização magnética observamos novamente não um pico, mas uma região de máximo. Devido o mesmo ser mais sensível ao efeito da *air-wave*, como comentado anteriormente, podemos inferir que esta região está relacionada à onda aérea. Com o aumento da espessura da camada de água, tanto para o campo elétrico

quanto o magnético, temos um aumento da região de crescimento da curva o que indica uma maior resposta da camada resistiva.

A geometria *broadside*, com relação a normalização, observa-se novamente uma diminuição da amplitude dos campos elétrico e magnético devido essa geometria ser menos sensível a presença da camada resistiva, como comentado anteriormente. A normalização do campo magnético tem amplitude maior que a elétrica. Como o campo magnético é mais sensível a *air-wave* que o elétrico, temos uma maior amplitude normalizada do mesmo.

O modelo 5 foi feito variando a espessura da camada de hidrocarboneto o qual variou de 50m para 100m com resistividade de 100  $\Omega\text{m}$ . A camada de sedimentos continuou com espessura de 1000m e resistividade de 1  $\Omega\text{m}$ . O mar também continuou com espessura de 1000m de 0.3  $\Omega\text{m}$  como mostra a figura 5.17.



Figura5.17 – Modelo5: (a) modelo NOHC, sem reservatório; (b) modelo HC, com reservatório.

Neste modelo o DEH também está sendo rebocado a 30m do fundo do mar, mas agora com uma frequência de 0.125Hz. A amplitude e fase dos campos elétrico e magnético para este modelo *in-line* são mostradas na figura 5.18.

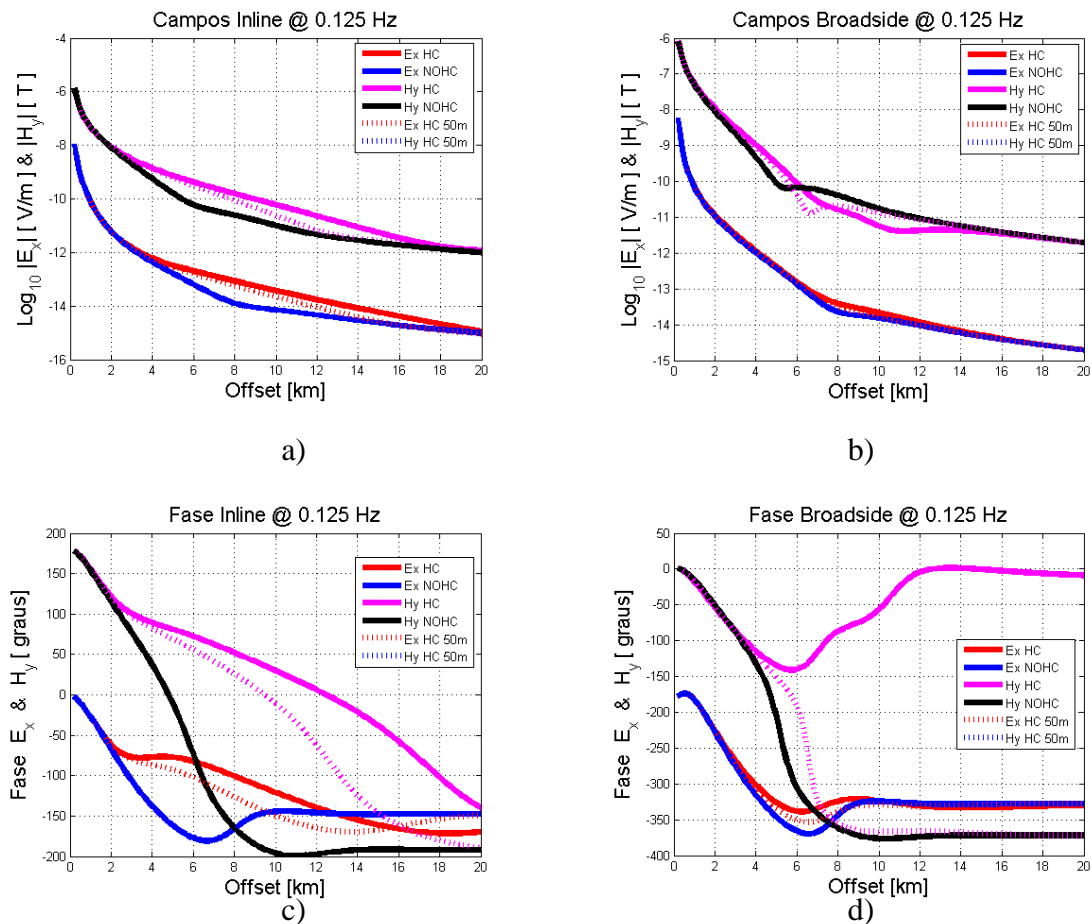


Figura 5.18 – Resposta *inline* e *broadside* HC a) e NOHC b) da amplitude e resposta *inline* e *broadside* HC c) e NOHC d) fase do modelo 5 em função dos offset (espaçamento fonte-receptor) para frequência de 0.125Hz.

Neste modelo, semelhante ao modelo 1 observa-se a diferença entre as curvas HC e NOHC para o campo magnético e o elétrico. Devido a geometria *inline* fornecer uma resposta melhor que a *broadside*, nota-se, no gráfico, esta nítida separação devido a distancia entre as curvas HC e NOHC para o campo elétrico e magnético. O aumento da camada de hidrocarboneto resulta em uma amplitude maior da curva HC em relação à curva NOHC devido a uma maior parcela na energia da onda eletromagnética referente à camada resistiva. A diferença entre a curva HC e NOHC para *offset's* entre aproximadamente 2km a 16km. Como dito anteriormente, a região com melhor resposta do hidrocarboneto está entre *offset's* de aproximadamente 2km a 7km. Para *offset's* maiores predomina a energia proveniente da *air-wave* (Souza/2007). Nota-se mais nitidamente na geometria *broadside* o que já foi dito antes, que o campo magnético é mais sensível a *air-wave* o que é confirmado pelo mesmo sofrer ponto de inflexão da curva para *offset's* menores que o elétrico.

A normalização deste modelo é representada na figura 5.18 abaixo:

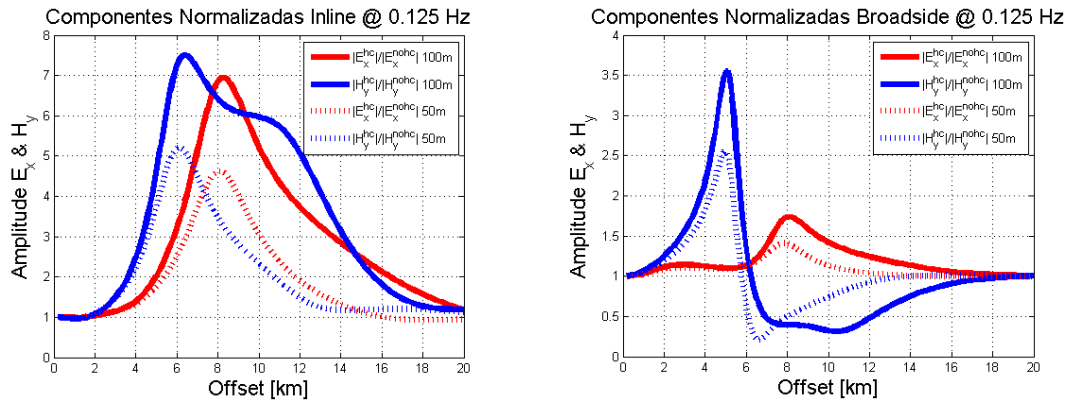
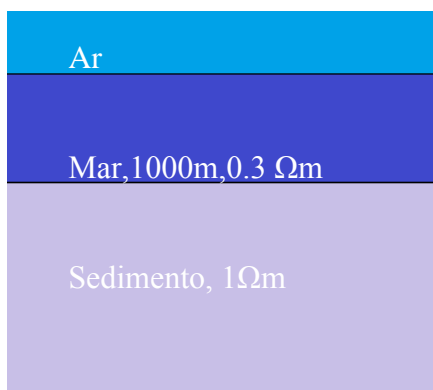


Figura 5.19 – Amplitude dos campos elétrico e magnético normalizados pelo modelo NOHC(de referência) *inline* e *broadside* para o modelo5, com frequência de 0.125Hz.

A resposta normalizada mostra amplitudes maiores para o reservatório com 100m de espessura, quando comparado com o reservatório de 50m. Isso é devido à diferença vista na amplitude das respostas, elétrica e magnética, na figura 5.18. Como o modelo normalizado é a divisão da resposta HC pela resposta NOHC, maiores amplitudes normalizadas representam uma maior diferença entre estas respostas.

A normalização *inline* tem uma amplitude maior que a *broadside*. O campo magnético mostra um ponto de valor máximo antes do elétrico, representando o *offset* com maior energia referente à *air-wave*.

O modelo 6 foi feito com a espessura da camada de hidrocarboneto de 100m com resistividade de 100  $\Omega\text{m}$ . A camada de sedimentos tem espessura de 1000m e resistividade de 1  $\Omega\text{m}$ . O mar tem espessura de 1000m de 0.3  $\Omega\text{m}$ . Este modelo tem como objetivo mostra os dados com e sem a presença da *air-wave*. Na figura 5.20 temos as amplitudes dos campos:



(a) Modelo NOHC



(b) Modelo HC

Figura 5.20 – Modelo 6: (a) modelo NOHC, sem reservatório; (b) modelo HC, com reservatório.

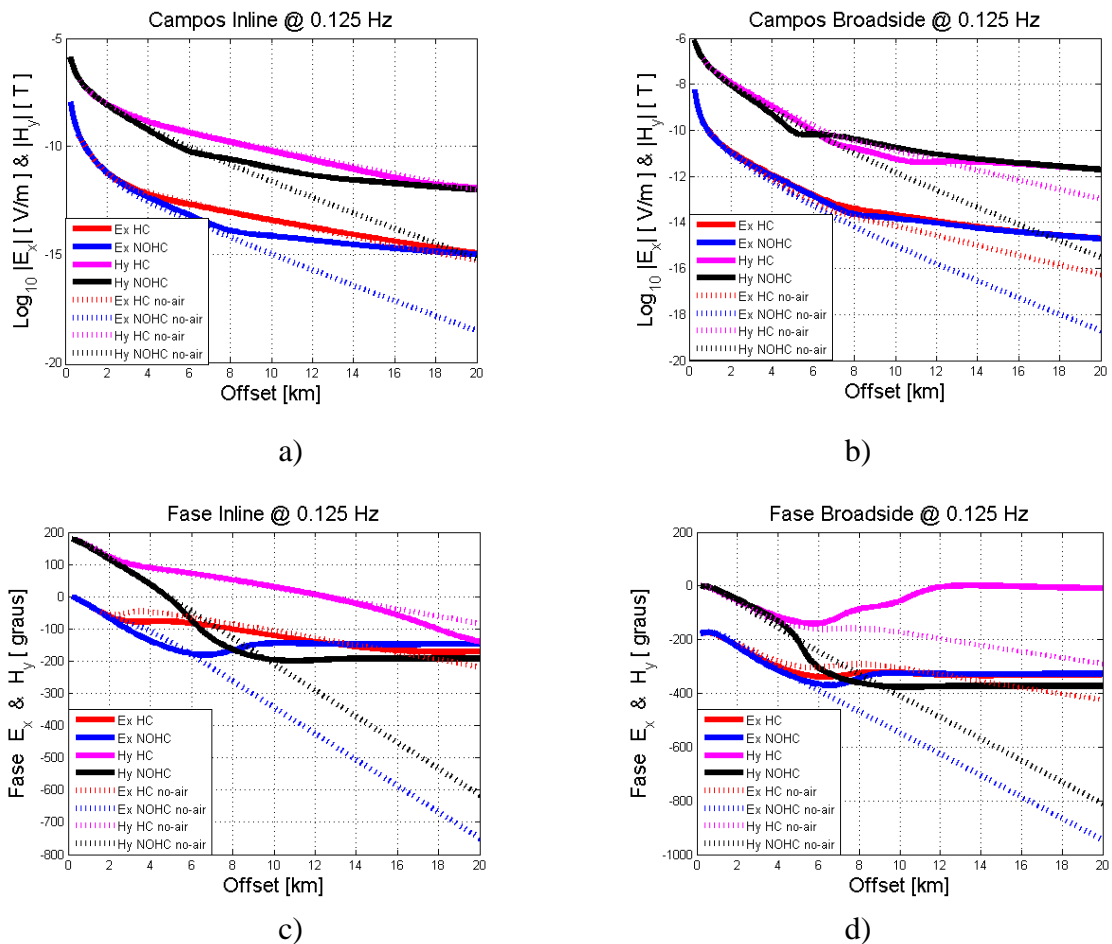


Figura 5.21 – Resposta *inline* e *broadside* HC a) e NOHC b) da amplitude e resposta *inline* e *broadside* HC c) e NOHC d) da fase do modelo 6 em função dos offset (espaçamento fonte-receptor) para frequência de 0.125Hz.

A resposta sem a presença da *air-wave* já foi vista em modelos anteriores e como analisada anteriormente nota-se que para a curva NOHC não há ponto de inflexão o qual caracterizava a presença da *air-wave* nos dados. Para a curva HC, a pequena inflexão vista é devido a presença do hidrocarboneto. Como a *air-wave* provocava o encontro da curva HC e NOHC para grandes *offset*'s, região a qual predomina a energia referente a onda aérea, agora observa-se que as curva se afastam cada vez mais quanto maior o *offset*. Sem a presença da *air-wave* fica claro a presença da camada resistiva nos dados mCSEM, tanto para o campo magnético quanto para o elétrico.

Observamos a resposta da normalização dos dados do modelo 6 na figura 5.22.

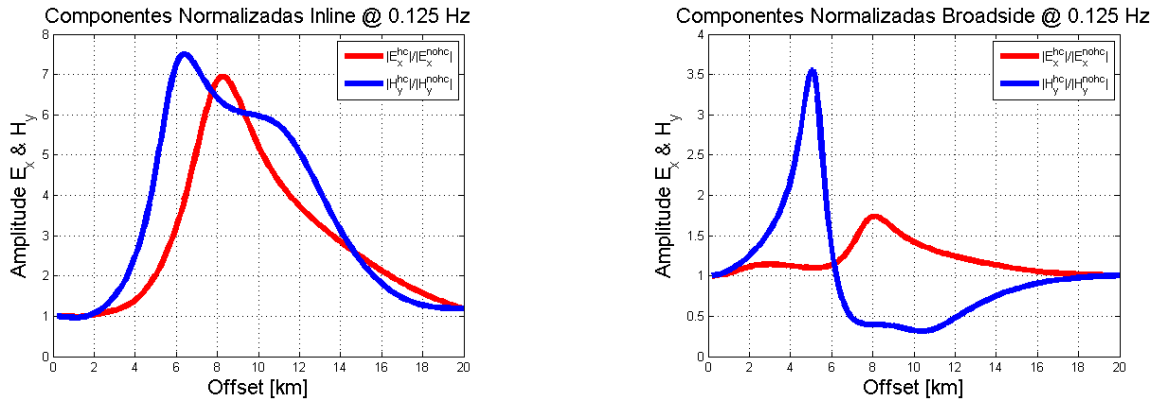


Figura 5.22 – Amplitude dos campos elétrico e magnético normalizados pelo modelo NOHC(de referência) *inline* e *broadside* para o modelo6, com frequência de 0.125Hz.

O resultado da normalização segue os mesmos aspectos já vistos nos modelos anteriores, com a diferença que se fosse normalizado os resultado sem a *air-wave* teríamos curvas com valores cada vez maiores com o aumento do *offset* devido a normalização ser a divisão dos dados HC pelos dados NOHC. Como a normalização dos dados contendo a *air-wave* e contendo o reservatório se torna diferente de 1, para os dados normalizados sem a presença da *air-wave* tenderiam a valores infinitamente grande com o aumento do *offset*.

## 4 – CONCLUSÃO

Em todos os modelos mostrados neste trabalho observou-se que a *air-wave*, campo refletido entre a água e o ar, o qual é um grande resistor, tem grande influência nos dados, o que dificulta a identificação da presença de camadas resistivas no sub-solo oceânico.

Levando em consideração a presença da *air-wave* nos dados e com os resultados da modelagem dos modelos propostos neste trabalho, nota-se que com o aumento da profundidade do mar, a energia proveniente da reflexão e da refração da interface mar-ar (*air-wave*) diminui devido decaimento da energia da onda eletromagnética, conhecido como *skin depth*. Quando consideramos a espessura do mar infinita, a *air-wave* é inexistente nos dados mCSEM o que seria ideal pois a detecção da camada resistiva se daria de forma direta na observação da amplitude do campos.

Outra observação é que com o aumento da espessura do reservatório há uma resposta melhor a detecção do mesmo nos dados, quando comparado ao modelo NOHC, devido ao aumento da energia que representa a resposta do reservatório.

A amplitude normalizada campo magnético, quando comparada a amplitude normalizada do campo elétrico, tem maiores valores. Segundo Um e Alumbaugh (2007) a amplitude do campo magnético decai  $1/R^2$  enquanto a amplitude do campo elétrico decai  $1/R^3$  com o aumento do *offset*, onde R é a distância da fonte ao ponto de medida. Com referência no mesmo trabalho, conclui-se que na prática as bobinas de indução magnética são mais suscetíveis ao ruído que os receptores do campo elétrico e assim a qualidade dos dados do campo magnético vai depender do ambiente em que o mesmo foi adquirido. Pode-se inferir que o DEH ao ser deslocado, pode sofrer desvios devido a correntes marinhas e isso gerar ruídos nos dados.

Observou-se também que o campo magnético sempre se mostrou mais sensível a onda aérea (*air-wave*) o que era presente nos gráficos de amplitude e fase. Para o campo magnético observa-se um ponto de mudança na curva, sendo este ponto localizado em *offset* menor quando comparado ao mesmo efeito na curva do campo elétrico. Este ponto denota a presença de um resistor com grande resistência (interface ar-água).

Para as normalizações, observou-se que o campo magnético também é mais sensível a *air-wave* que o campo elétrico. O campo elétrico possui picos bem localizados, região a qual indica a máxima influencia da *air-wave*. O campo magnético

possui uma região de altos valores, o que é reflexo da influencia da *air-wave* nos dados antes da normalização, já com a presença da onda aérea.

Devido estes motivos, o campo magnético, apesar de ter um menor decaimento em relação ao campo elétrico, é mais sensível a ruídos e a *air-wave* e por esse motivo não é utilizado na pratica em levantamentos mCSEM para a detecção de hidrocarbonetos.

## REFERÊNCIAS

- CONSTABLE, S.; SRNKA L. J. An introduction to marine controlled-source electromagnetic methods for hydrocarbon exploration. **Geophysics**, v.72, n.2, p. WA3-WA12. 2007.
- ELECTROMAGNETIC methods in applied geophysics – theory . Oklahoma, US: Misac N. Nabighian; Society of Exploration Geophysics, 1994. v. I. f 513.
- KONG,F. N. Hankel transform filters for dipole antenna radiation in a conductive medium. **Geophysical Prospecting**, v. 55, p 83–89. 2007
- LI,Y. ; KEY, K. 2D marine controlled-source electromagnetic modeling: Part 1 — An adaptive finite-element algorithm. **Geophysics**, v. 72, n.2, p. WA51–WA62. 2007.
- LUZ, E. da C. **Modelagem unidimensional de dados do método MCSEM com variação na resistividade da água do mar e na orientação dos sensores**. 2007. 54 f. Dissertação (Mestrado em Geofísica) – Universidade Federal do Pará, Instituto de Geociências, Curso de Pós-Graduação em Geofísica, Belém, 2007.
- RIJO, L. **Electrical geophysics** 1-D Earth Direct Modeling. Notas de Aula do Curso de Pós-Graduação em Geofísica. 2004. 259 p.(apostila).
- SILVA, M. W. C.; BUONORA, M. P. P.; RIJO, L. Comparações de dados sintéticos mCSEM 2.5-D e 3-D. SBGf - Sociedade Brasileira de Geofísica. In: INTERNATIONAL CONGRESS OF THE BRAZILIAN GEOPHYSICAL SOCIETY, 10<sup>th</sup> 2007, Rio de Janeiro. [**Expanded abstract**]. Rio de Janeiro: SBGf, 2007. 1 CD-ROM p.00-00.
- SOUZA, V. C. T. **Modelagem numérica de dados MCSEM usando computação paralela**. 2007. 110 f. Tese (Doutorado) – Universidade Federal do Pará, Instituto de Geociências, Curso de Pós-Graduação em Geofísica, Belém, 2007.
- UM, E. S.; ALUMBAUGH, D. L. On the physics of the marine controlled-source electromagnetic method. **Geophysics**, v. 72, n.2, p. WA13–WA26. 2007.