



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

WALLESON GOMES DOS SANTOS

ARRANJOS COPLANAR E COAXIAL NAS SONDAS DE
PERFILAGEM DE POÇO: FERRAMENTAS TRIAXIAIS EM
RESERVATÓRIOS LAMINADOS

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO

BELÉM
2007

WALLESON GOMES DOS SANTOS

**ARRANJOS COPLANAR E COAXIAL NAS SONDAS DE
PERFILAGEM DE POÇO: FERRAMENTAS TRIAXIAIS EM
RESERVATÓRIOS LAMINADOS**

Dissertação apresentada ao Programa de
Pós-Graduação em Geofísica do Instituto de
Geociências da Universidade Federal do Pará
- UFPA, em cumprimento às exigências para
obtenção do grau de Mestre em Geofísica.

Área de Concentração: Métodos eletromagnéticos

Orientador: Paulo Roberto de Carvalho

Co-Orientador: Cícero Roberto Teixeira Regis

BELÉM

2007

Dados Internacionais de Catalogação-na-Publicação(CIP)
Biblioteca Geól. Rdº Montenegro G. de Montalvão

- S327a Santos, Walleson Gomes dos
Arranjos coplanar e coaxial nas sondas de perfilagem de poço: ferramentas triaxiais em reservatórios laminados / Walleson Gomes dos Santos. - 2007
70 f. : il.
Dissertação (Mestrado em Geofísica) - Programa de Pós-Graduação em Geofísica, Instituto de Geociências, Universidade Federal do Pará, Belém, 2007.
Orientador, Paulo Roberto de Carvalho; Co-orientador, Cícero Roberto Teixeira Regis.
1. Perfilagem de poços. 2. Perfilagem de indução eletromagnética. 3. Arranjo coplanar. 4. Sonda de indução triaxial. 5. Reservatórios laminados. I. Universidade Federal do Pará II. Carvalho, Paulo Roberto de, Orient. III. Regis, Cícero Roberto Teixeira, Co-orient. IV. Título.

CDD 20º ed.: 622.15

WALLESON GOMES DOS SANTOS

**ARRANJOS COPLANAR E COAXIAL NAS SONDAS DE
PERFILAGEM DE POÇO: FERRAMENTAS TRIAXIAIS EM
RESERVATÓRIOS LAMINADOS**

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Geofísica do Instituto de Geociências da Universidade Federal do Pará - UFPA, em cumprimento às exigências para obtenção do grau de Mestre em Geofísica.

Banca examinadora:

Prof. Dr. Paulo Roberto de Carvalho - Orientador (UFPA)

Prof. Dr. Cícero Roberto Teixeira Regis - Co-orientador (UFPA)

Prof. Dr. Antônio Vinícius Corrêa Barbosa - Membro (UFPA)

Dedico este trabalho à minha
esposa Hilda Carolina e a meu
filho Wallace Gabriel.

AGRADECIMENTOS

Aos meus pais Manoel Domingos e Maria Ivone que sempre me apoiaram nos estudos e nunca mediram esforços para que eu pudesse alcançar meus objetivos.

Aos meus irmãos que souberam compreender o esforço e dedicação dados a este trabalho.

A minha esposa Hilda Carolina pelo carinho, apoio e compreensão de todos os momentos.

Ao prof. Dr. Paulo Roberto de Carvalho pelo desafio proposto e importantes ensinamentos e sugestões ao longo da elaboração deste trabalho.

Ao prof. Dr. Cícero Roberto Teixeira Regis pelo aprendizado e paciência em esclarecer as diversas dúvidas que surgiram durante o curso de mestrado.

Aos professores Dr. Marcos Welby Corrêa Silva e Dr. Antônio Vinícius Corrêa Barbosa pelas correções sugeridas para melhor apresentação dessa dissertação.

Ao professor Om Prakash Verma (*in memoriam*) por ter iniciado o trabalho com bobinas coplanares em poço nesta instituição e pelo ensino em métodos eletromagnéticos.

A Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior (CAPES) pela bolsa que financiou este estudo.

Aos colegas de curso, Edelson, Maico, Valdelirio, Victor e Waldemir.

A coordenação do curso de Pós-graduação em Geofísica.

RESUMO

A ferramenta de indução triaxial ou multicomponente foi desenvolvida recentemente para solucionar os problemas de medição da convencional perfilagem de indução em formações anisotrópicas. Neste trabalho são apresentadas as respostas da sonda de indução triaxial em reservatórios que possuem seqüências finamente laminadas de arenito e folhelho. Reservatórios como estes apresentam a conhecida anisotropia macroscópica, portanto, os resultados demonstrarão a existência de uma resistividade horizontal e outra vertical. Devido a sonda triaxial de indução apresentar dois pares de bobinas coplanares, os quais em geral fornecem os valores de resistividade vertical, este trabalho apresenta inicialmente um estudo analítico e qualitativo das respostas obtidas pelo arranjo coplanar onde o transmissor é tratado como um dipolo. Também será apresentada a solução analítica em que a bobina transmissora é considerada como um loop de dimensão finita.

Palavras chaves: Perfilagem de poço. Indução eletromagnética. Arranjo coplanar. Sonda de indução triaxial. Reservatórios laminados.

ABSTRACT

The triaxial or multicomponent induction tool was recently developed to solve the problems of conventional induction logging measurements in anisotropic formations. In this work are presented the triaxial induction sonde answers in reservoirs with thinly laminated sand-shale sequences. Reservoirs as these present the known macroscopic anisotropy, therefore, the results will demonstrate to the existence of both horizontal and vertical resistivity. Due the triaxial induction sonde to present two pairs of coplanar coils, which in general provide the values of vertical resistivity, this work presents initially an analytical and qualitative study of the answers obtained for coplanar array where the transmitter is considered a dipole. Also will be presented the analytical solution where the transmitter coil is evaluated as a loop of finite dimension.

Keywords: Well logging. Electromagnetic induction. Coplanar array. Triaxial induction tool. Laminated reservoirs.

LISTA DE ILUSTRAÇÕES

2.1	Modelo representativo de um meio estratificado com o DMH numa camada j .	19
3.1	Resposta de um arranjo coplanar comparada com as respostas das ferramentas convencionais 2C40 e 6FF40. Tais respostas foram corrigidas pelo efeito pelicular.	28
3.2	Perfis corrigidos para zonas de transição linear entre camadas de folhelho/arenito com (a) quatro, (b) seis e (c) dez camadas de transição, comparadas com o perfil de uma transição brusca.	29
3.3	Perfil corrigido para zonas de transição linear entre camadas de arenito/folhelho/-arenito com dez camadas de transição, comparadas com o perfil de uma transição brusca.	30
3.4	Resposta do arranjo coplanar normalizada pelo efeito pelicular em camadas espessas com zonas de transição linear entre os meios.	30
3.5	Respostas dos arranjos coplanar e coaxial normalizadas pelo efeito pelicular para as seqüências de camadas finas de espessuras (a) $H = L$, (b) $H = \frac{3L}{4}$, (c) $H = \frac{2L}{3}$, (d) $H = \frac{7L}{12}$, (e) $H = \frac{L}{2}$ e (f) $H = \frac{4L}{9}$.	32
3.6	Respostas dos arranjos coplanar e coaxial normalizadas pelo efeito pelicular para as seqüências de camadas finas de espessuras (g) $H = \frac{2L}{5}$, (h) $H = \frac{4L}{11}$, (i) $H = \frac{L}{3}$, (j) $H = \frac{4L}{13}$, (k) $H = \frac{2L}{7}$, (l) $H = \frac{L}{4}$, (m) $H = \frac{4L}{17}$, (n) $H = \frac{2L}{9}$ e (o) $H = \frac{L}{5}$.	33
3.7	Arranjos (a) coaxial e (b) coplanar de bobinas inclinadas com relação ao eixo perpendicular às interfaces.	34
3.8	Resposta corrigida do arranjo coaxial para as inclinações 0° , 45° e 80° .	35
3.9	Resposta corrigida do arranjo coplanar para as inclinações 0° , 40° e 75° .	36
3.10	Resposta corrigida do arranjo coaxial para as inclinações 50° e 80° num meio com grandes contrastes de condutividade.	36
3.11	Resposta corrigida do arranjo coplanar para as inclinações 60° e 80° num meio com grandes contrastes de condutividade.	37
3.12	Perfis horizontais obtidos com os arranjos coaxial e coplanar ao longo de duas camadas. A camada menos condutiva assume os valores (a) 0,1S/m e (b) 0,05S/m.	38

3.13	Perfis horizontais obtidos com os arranjos coaxial e coplanar ao longo de três camadas. A camada menos condutiva assume os valores (a) 0, 1S/m e (b) 0, 05S/m.	39
3.14	Perfis horizontais obtidos com os arranjos coaxial e coplanar ao longo de três camadas. As camadas de menor condutividade assumem os valores (a) 0, 1S/m e (b) 0, 05S/m.	39
3.15	Perfis horizontais obtidos com os arranjos coaxial e coplanar ao longo de três camadas. A camada menos condutiva assume os valores (a) 0, 1S/m e (b) 0, 05S/m.	40
3.16	Perfis horizontais obtidos com os arranjos coaxial e coplanar ao longo de três camadas. As camadas de menor condutividade assumem os valores (a) 0, 1S/m e (b) 0, 05S/m.	40
3.17	Perfis horizontais obtidos com os arranjos coaxial e coplanar ao longo de três camadas. A camada menos condutiva assume os valores (a) 0, 1S/m e (b) 0, 05S/m.	41
3.18	Perfis horizontais obtidos com os arranjos coaxial e coplanar ao longo de três camadas. As camadas de menor condutividade assumem os valores (a) 0, 1S/m e (b) 0, 05S/m.	41
3.19	Perfis horizontais obtidos com os arranjos coaxial e coplanar ao longo de três camadas. A camada menos condutiva assume os valores (a) 0, 1S/m e (b) 0, 05S/m.	42
3.20	Perfis horizontais obtidos com os arranjos coaxial e coplanar ao longo de três camadas. As camadas de menor condutividade assumem os valores (a) 0, 1S/m e (b) 0, 05S/m.	42
3.21	Perfis radiais dos arranjos coplanar e coaxial para um modelo que simula uma frente de invasão de diâmetro $D_i = 2,032\text{m}$ (80in) numa formação de condutividade 1000mS/m. Fonte: (Adaptado de MORAN; KUNZ, 1962).	43
3.22	Perfis de condutividade aparente normalizados pela condutividade aparente da formação (meio homogêneo) para os modelos: (a) frente de invasão e zona virgem; (b) zona de transição entre as zonas lavada e virgem; (c), (d) e (e) região de <i>annulus</i> entre as zonas lavada e virgem; (f) região hipotética de condutividade menor que as zonas lavada e virgem.	45

4.1	Comparação entre as respostas do arranjo coplanar em dois semiespaços para a fonte como (a) dipolo, (b) loop “saltando” a interface e (c) loop atravessando a interface.	51
4.2	Respostas do arranjo coplanar com a fonte do tipo loop e dipolo numa sequência de camadas com espessuras maiores que a distância fonte-sensor.	51
5.1	Representação das correntes induzidas num poço vertical: (a) arranjo coaxial e (b) arranjo coplanar. Fonte: (Fanini et al., 2001).	53
5.2	Resposta do arranjo coaxial numa formação laminada de folhelho/arenito. Sendo a espessura de cada lâmina igual a 12,7cm ($L/8$).	56
5.3	Resposta do arranjo coplanar(xx) numa formação laminada de folhelho/arenito. Sendo a espessura de cada lâmina igual a 12,7cm ($L/8$).	56
5.4	Resposta do arranjo coplanar(yy) numa formação laminada de folhelho/arenito. Sendo a espessura de cada lâmina igual a 12,7cm ($L/8$).	57
5.5	Resposta do arranjo coaxial numa formação laminada de folhelho/arenito. Sendo a espessura de cada lâmina igual a 6,35cm ($L/16$).	57
5.6	Resposta do arranjo coplanar(xx) numa formação laminada de folhelho/arenito. Sendo a espessura de cada lâmina igual a 6,35cm ($L/16$).	58
5.7	Resposta do arranjo coplanar(yy) numa formação laminada de folhelho/arenito. Sendo a espessura de cada lâmina igual a 6,35cm ($L/16$).	58
5.8	Resposta do arranjo coaxial numa formação laminada de folhelho/arenito/arenito silicificado. Sendo a espessura de cada lâmina igual a 12,7cm ($L/8$).	59
5.9	Resposta do arranjo coplanar(xx) numa formação laminada de folhelho/arenito/-arenito silicificado. Sendo a espessura de cada lâmina igual a 12,7cm ($L/8$).	59
5.10	Resposta do arranjo coplanar(yy) numa formação laminada de folhelho/arenito/-arenito silicificado. Sendo a espessura de cada lâmina igual a 12,7cm ($L/8$).	60
5.11	Resposta do arranjo coaxial numa formação laminada de folhelho/arenito/arenito silicificado. Sendo a espessura de cada lâmina igual a 6,35cm ($L/16$).	60
5.12	Resposta do arranjo coplanar(xx) numa formação laminada de folhelho/arenito/-arenito silicificado. Sendo a espessura de cada lâmina igual a 6,35cm ($L/16$).	61

5.13	Resposta do arranjo coplanar(yy) numa formação laminada de folhelho/arenito/-arenito silicificado. Sendo a espessura de cada lâmina igual a 6,35cm ($L/16$). . .	61
5.14	Resposta do arranjo coaxial numa formação laminada de folhelho/arenito. Sendo a espessura da lâmina de folhelho 6,35cm ($L/16$) e da lâmina de arenito 12,7cm ($L/8$).	62
5.15	Resposta do arranjo coplanar(xx) numa formação laminada de folhelho/arenito. Sendo a espessura da lâmina de folhelho 6,35cm ($L/16$) e da lâmina de arenito 12,7cm ($L/8$).	62
5.16	Resposta do arranjo coplanar(yy) numa formação laminada de folhelho/arenito. Sendo a espessura da lâmina de folhelho 6,35cm ($L/16$) e da lâmina de arenito 12,7cm ($L/8$).	63
5.17	Resposta do arranjo coaxial numa formação laminada de folhelho/arenito. Sendo a espessura da lâmina de folhelho 12,7cm ($L/8$) e da lâmina de arenito 6,35cm ($L/16$).	63
5.18	Resposta do arranjo coplanar(xx) numa formação laminada de folhelho/arenito. Sendo a espessura da lâmina de folhelho 12,7cm ($L/8$) e da lâmina de arenito 6,35cm ($L/16$).	64
5.19	Resposta do arranjo coplanar(yy) numa formação laminada de folhelho/arenito. Sendo a espessura da lâmina de folhelho 12,7cm ($L/8$) e da lâmina de arenito 6,35cm ($L/16$).	64
5.20	Perfil vertical obtido com a sonda triaxial de indução numa formação com 123 lâminas de folhelho e arenito onde a espessura de cada lâmina é igual a 3,175cm ($L/32$).	65
5.21	Perfil oblíquo obtido com a sonda triaxial de indução numa formação com 123 lâminas de folhelho e arenito onde a espessura de cada lâmina é igual a 3,175cm ($L/32$).	65

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	13
1.1	TRABALHOS ANTERIORES	13
1.2	MOTIVAÇÃO E OBJETIVOS	13
2	TRANSMISSOR PONTUAL	15
2.1	CAMADAS PLANO-PARALELAS	15
2.2	INTERFACES CILÍNDRICAS	26
3	RESULTADOS	28
3.1	PERFIS VERTICAIS	28
3.1.1	Zonas de transição linear	29
3.1.2	Efeito de polarização em seqüências de camadas finas	31
3.2	PERFILAGEM OBLÍQUA	34
3.3	RESPOSTAS EM POÇOS HORIZONTAIS	37
3.4	PERFIS RADIAIS	43
4	BOBINA CIRCULAR	46
5	INDUÇÃO TRIAXIAL E ANISOTROPIA MACROSCÓPICA	52
5.1	APRESENTAÇÃO DO PROBLEMA	52
5.2	RESULTADOS	54
6	CONCLUSÃO	66
	REFERÊNCIAS	68

1 INTRODUÇÃO

1.1 TRABALHOS ANTERIORES

A perfilagem de indução eletromagnética foi inicialmente proposta por Doll (1949) e explicada pela teoria do fator geométrico. Posteriormente, Moran e Kunz (1962) apresentaram uma rigorosa teoria para a perfilagem de indução baseada nas equações de Maxwell e, desde então, inúmeros trabalhos foram feitos nesta área sempre com objetivo de obter uma boa estimativa da resistividade da formação, parâmetro petrofísico indispensável na avaliação de reservatórios (ARCHIE, 1942). A focalização e processamento do sinal (BARBER, 1983), a perfilagem em poços direcionais (HARDMAN; SHEN, 1986; ANDERSON; SAFINYA; HABASHY, 1986; HOWARD; CHEW, 1992) e a perfilagem de poço enquanto este é perfurado (*Logging While Drilling - LWD*) (ANDERSON et al., 1990; ALLEN et al., 1989) são importantes métodos no desenvolvimento da perfilagem de indução.

Entretanto, poucos trabalhos foram feitos com arranjo coplanar de bobinas devido o forte decaimento do sinal em regiões próximas ao poço. Kaufman e Keller (1989) e Carvalho (2000) apresentaram respostas numéricas para este arranjo não convencional de bobinas. Do mesmo modo, trabalhos experimentais em escala reduzida de laboratório (tank modeling) foram apresentados por Montenegro e Verma (1993), Souza e Verma (1995) e Carvalho e Verma (1998).

Atualmente algumas companhias de perfilagem estão usando a ferramenta de indução triaxial ou multicomponente de indução, que apresenta ortogonalmente os arranjos coaxial e coplanar de bobinas (KRIEGSHÄUSER et al., 2000). Esta ferramenta é importante na avaliação de reservatórios com finas lâmina de arenito e folhelho encontradas em seqüências de turbiditos (ZHANG; YU, 2007).

1.2 MOTIVAÇÃO E OBJETIVOS

Formações laminadas podem ser significantes reservatórios de hidrocarbonetos, particularmente em ambientes fluviais e de turbiditos. No entanto, tais formações apresentam-se como zonas de baixa resistividade quando perfiladas com as convencionais sondas de indução. Isto acontece quando finas camadas saturadas com água, tais como camadas de folhelho,

estão alternadas com finas camadas de arenito com óleo (CLAVAUD et al., 2005), e porque em poços verticais as convencionais ferramentas de indução medem apenas a resistividade horizontal.

Para se obter boas respostas em ambientes anisotrópicos, como no caso citado, foi desenvolvida recentemente a sonda de indução triaxial que fornece informações sobre as resistividades horizontal e vertical por ser muito mais sensível à geometria da formação. Esta ferramenta possui dois pares de bobinas coplanares associados a um par de bobinas coaxiais. Assim, em perfis verticais os arranjos coplanares são os responsáveis pela medida de resistividade vertical.

Por esta razão será apresentado neste trabalho um estudo analítico das respostas do arranjo coplanar para dois modelos teóricos distintos com relação à natureza do transmissor: (1) a fonte como um Dipolo Magnético Horizontal (DMH) e (2) a fonte é efetivamente um loop circular de dimensão finita.

Com o intuito de esclarecer as particularidades do arranjo coplanar será feita uma exposição de resultados para diferentes situações de perfilagem que, por simplicidade, adotará o modelo do dipolo.

O objetivo final deste trabalho é o estudo das respostas da sonda triaxial de indução em reservatórios finamente laminados.

2 TRANSMISSOR PONTUAL

Este capítulo trata do desenvolvimento teórico necessário para obtenção de perfis indutivos unidimensionais em poço com o arranjo coplanar de bobinas. Objetivando simplificar o modelo, a bobina transmissora é aproximada por um dipolo magnético horizontal (DMH) perpendicular ao eixo do poço. Desta forma serão determinadas soluções semi-analíticas da condutividade aparente para dois modelos geoeletricos distintos: (1) multicamadas plano-paralelas perpendiculares ao eixo do poço e (2) cascas cilíndricas simulando zonas de invasão.

2.1 CAMADAS PLANO-PARALELAS

O modelo consiste de um dipolo magnético horizontal diante de um meio estratificado com interfaces planas e paralelas à direção do dipolo, em que o efeito de poço é desprezado.

Primeiramente deve-se determinar a solução do campo eletromagnético para um meio homogêneo, isotrópico e ilimitado. Rijo (2005) demonstra que para este problema as equações de Maxwell são convenientemente resolvidas através do potencial vetor $\mathbf{F}$ de Schelkunoff que satisfaz a equação de Helmholtz

$$\nabla^2 \mathbf{F} + k^2 \mathbf{F} = -\mathbf{J}_m . \quad (2.1)$$

Assim, os campos elétrico $\mathbf{E}$ (V/m) e magnético $\mathbf{H}$ (A/m) no domínio da frequência são obtidos por

$$\begin{aligned} \mathbf{E} &= -\nabla \times \mathbf{F} , \\ \mathbf{H} &= -\hat{y}\mathbf{F} + \frac{1}{\hat{z}}\nabla(\nabla \cdot \mathbf{F}) , \end{aligned} \quad (2.2)$$

onde $k = \sqrt{-\hat{z}\hat{y}}$ é o número de onda. Os parâmetros $\hat{z} = i\omega\mu$ e $\hat{y} = \sigma + i\omega\epsilon$ são, respectivamente a impeditividade (ohm/m) e admitividade (S/m) do meio. Na perfilagem de indução eletromagnética em reservatórios de hidrocarbonetos pode-se adotar para permissividade dielétrica e permeabilidade magnética os mesmos valores do vácuo, ou seja, $\epsilon = \epsilon_0 = \frac{1}{36\pi} \cdot 10^{-9}$ F/m e $\mu = \mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ H/m, também é comum se usar a condição quase-estática $\sigma \gg \omega\epsilon_0$ devido a faixa relativamente baixa de frequência utilizada pela maioria das sondas de indução. Esta condição reduz o número de onda a $k = \sqrt{-i\omega\mu_0\sigma}$, em que $\omega = 2\pi f$ é a frequência angular e σ a condutividade da formação dada em S/m.

A hipotética fonte magnética é dada por $\mathbf{J}_m = \hat{z} \mathbf{m} \delta(x) \delta(y) \delta(z)$, em que $\mathbf{m}$ é o momento de dipolo magnético. Para a fonte orientada na direção x a equação (2.1) torna-se

$$\nabla^2 F_x + k^2 F_x = -\hat{z} m_x \delta(x) \delta(y) \delta(z) , \quad (2.3)$$

em que $m_x = \pi a_t^2 n_t I(\omega)$, sendo a_t o raio e n_t o número de espiras da bobina transmissora e $I(\omega)$ a amplitude da corrente elétrica.

Utilizando as transformadas de Fourier pode-se escrever a solução da equação (2.3) no domínio (k_x, k_y, z) como

$$\hat{\hat{F}}_x(k_x, k_y, z) = \hat{z} m_x \frac{e^{-u|z|}}{2u} , \quad (2.4)$$

em que $u = (k_x^2 + k_y^2 - k^2)^{1/2}$.

Aplicando as transformadas inversas de Fourier, em relação as variáveis x e y , à equação (2.4) e convertendo a transformada dupla de Fourier em uma transformada de Hankel através da identidade

$$\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(k_x, k_y) e^{i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y = 2\pi \int_0^{\infty} f(k_r) J_0(k_r r) k_r dk_r , \quad (2.5)$$

obtem-se

$$F_x = \frac{\hat{z} m_x}{4\pi} \int_0^{\infty} \frac{e^{-u|z|}}{u} J_0(k_r r) k_r dk_r = \frac{\hat{z} m_x}{4\pi} \frac{e^{-ikR}}{R} , \quad (2.6)$$

em que $k_r = (k_x^2 + k_y^2)^{1/2}$, $r = (x^2 + y^2)^{1/2}$ e $R = (r^2 + z^2)^{1/2}$. Na última igualdade da equação (2.6) é usada a identidade de Sommerfeld.

Os campos elétrico e magnético podem ser calculados pelas equações (2.2) fazendo $\mathbf{F} = (F_x, 0, 0)$. Entretanto, para o arranjo coplanar de bobinas interessa apenas a componente H_x do campo magnético. Portanto, substituindo (2.6) em

$$H_x = \frac{1}{\hat{z}} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + k^2 \right) F_x ,$$

e tomando $r = 0$, obtém-se

$$H_x^{cp} = -\frac{m_x}{4\pi L^3} [1 + ikL + (ikL)^2] e^{-ikL} . \quad (2.7)$$

Esta é a equação do campo magnético para um par de bobinas coplanares separadas por uma distância L num meio homogêneo, isotrópico e ilimitado. Agora deve-se voltar ao

problema principal de um meio estratificado de posse da solução do potencial F_x , no domínio (k_x, k_y, z) , num meio homogêneo.

O campo elétrico induzido pelo dipolo magnético horizontal na presença de um meio estratificado possui uma componente normal às interfaces das camadas. Esta componente é descontínua em tais interfaces devido ao acúmulo de cargas elétricas nas mesmas. Por esta razão é preciso trabalhar com os potenciais $\mathbf{A}$ e $\mathbf{F}$ de Schelkunoff, que para regiões sem a influência direta de fontes, satisfazem as equações da onda do tipo homogênea

$$\begin{aligned}\nabla^2 \mathbf{F} + k^2 \mathbf{F} &= \mathbf{0} , \\ \nabla^2 \mathbf{A} + k^2 \mathbf{A} &= \mathbf{0} .\end{aligned}\tag{2.8}$$

Os campos elétrico e magnético totais são dados por

$$\begin{aligned}\mathbf{E} &= -\hat{z}\mathbf{A} + \frac{1}{\hat{y}}\nabla(\nabla \cdot \mathbf{A}) - \nabla \times \mathbf{F} , \\ \mathbf{H} &= -\hat{y}\mathbf{F} + \frac{1}{\hat{z}}\nabla(\nabla \cdot \mathbf{F}) + \nabla \times \mathbf{A} .\end{aligned}\tag{2.9}$$

Neste caso, é conveniente separar o campo eletromagnético em dois modos de propagação conhecidos como, transversal elétrico a z (TE _{z}) e transversal magnético a z (TM _{z}). A direção de propagação z é adotada, pois é nesta direção que as propriedades físicas do meio variam.

Para se obter a separação dos campos entre os potenciais $\mathbf{A}$ e $\mathbf{F}$ serão aplicadas as condições (i) $\mathbf{A} = (0, 0, A_z)$ e $\mathbf{F} = \mathbf{0}$, e (ii) $\mathbf{F} = (0, 0, F_z)$ e $\mathbf{A} = \mathbf{0}$ à equação (2.9). Portanto,

$$\begin{aligned}\text{TM}_z : \quad E_x &= \frac{1}{\hat{y}} \frac{\partial^2 A_z}{\partial x \partial z}, & H_x &= \frac{\partial A_z}{\partial y}, \\ E_y &= \frac{1}{\hat{y}} \frac{\partial^2 A_z}{\partial y \partial z}, & H_y &= -\frac{\partial A_z}{\partial x}, \\ E_z &= \frac{1}{\hat{y}} \left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2 \right) A_z, & H_z &= 0,\end{aligned}\tag{2.10}$$

e

$$\begin{aligned}\text{TE}_z : \quad H_x &= \frac{1}{\hat{z}} \frac{\partial^2 F_z}{\partial x \partial z}, & E_x &= -\frac{\partial F_z}{\partial y}, \\ H_y &= \frac{1}{\hat{z}} \frac{\partial^2 F_z}{\partial y \partial z}, & E_y &= \frac{\partial F_z}{\partial x}, \\ H_z &= \frac{1}{\hat{z}} \left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2 \right) F_z, & E_z &= 0.\end{aligned}\tag{2.11}$$

Utilizando novamente as condições (i) e (ii), encontra-se a solução das equações diferenciais homogêneas (2.8) no domínio (k_x, k_y, z) que tem a forma

$$C_1(k_x, k_y) e^{-uz} + C_2(k_x, k_y) e^{uz}, \quad (2.12)$$

em que as parcelas da solução correspondem ao decaimento da onda no sentido positivo e negativo do eixo z .

Agora deve-se separar a solução do campo induzido pela fonte nos modos TE e TM e determinar os potenciais incidentes $\hat{A}_z$ e $\hat{F}_z$ que irão compor a solução do problema. Numa camada que contenha a fonte, a solução da equação diferencial não homogênea (2.3) deve ser adicionada a solução complementar (2.12) (WARD; HOHMANN, 1988).

Reescrevendo (2.4) com a fonte numa posição z_t no eixo coordenado z , obtém-se

$$\hat{F}_x(k_x, k_y, z) = \begin{cases} \hat{z} m_x \frac{e^{-u(z-z_t)}}{2u}, & (z - z_t) > 0, \\ \hat{z} m_x \frac{e^{u(z-z_t)}}{2u}, & (z - z_t) < 0. \end{cases}$$

Assim, através das relações (2.2) encontram-se os campos verticais elétrico e magnético

$$\hat{E}_z(k_x, k_y, z) = \begin{cases} \hat{z} m_x \frac{ik_y}{2u} e^{-u(z-z_t)}, & (z - z_t) > 0, \\ \hat{z} m_x \frac{ik_y}{2u} e^{u(z-z_t)}, & (z - z_t) < 0, \end{cases}$$

e

$$\hat{H}_z(k_x, k_y, z) = \begin{cases} -m_x \frac{ik_x}{2} e^{-u(z-z_t)}, & (z - z_t) > 0, \\ m_x \frac{ik_x}{2} e^{u(z-z_t)}, & (z - z_t) < 0. \end{cases}$$

De posse das componentes verticais $\hat{E}_z$ e $\hat{H}_z$ determinam-se os potenciais incidentes por meio de (2.10) e (2.11)

$$\hat{A}_z^{inc}(k_x, k_y, z) = \begin{cases} -k^2 m_x \frac{ik_y}{2u(k_x^2 + k_y^2)} e^{-u(z-z_t)}, & (z - z_t) > 0, \\ -k^2 m_x \frac{ik_y}{2u(k_x^2 + k_y^2)} e^{u(z-z_t)}, & (z - z_t) < 0, \end{cases} \quad (2.13)$$

e

$$\hat{F}_z^{inc}(k_x, k_y, z) = \begin{cases} -\hat{z} m_x \frac{ik_x}{2(k_x^2 + k_y^2)} e^{-u(z-z_t)}, & (z - z_t) > 0, \\ \hat{z} m_x \frac{ik_x}{2(k_x^2 + k_y^2)} e^{u(z-z_t)}, & (z - z_t) < 0. \end{cases} \quad (2.14)$$

Determinados os potenciais incidentes pode-se, então, compor a solução dos potenciais $\hat{A}_z$ e $\hat{F}_z$ para qualquer camada do meio estratificado e conseqüentemente determinar as componentes dos campos elétrico e magnético.

As soluções dos potenciais para as diferentes posições do transmissor e receptor, serão primeiramente definidas no domínio (k_x, k_y, z) , segundo (2.12), para que se possa determinar os coeficientes de transmissão e reflexão a partir das condições de continuidade dos potenciais nas interfaces,

$$A_z^{(j)} = A_z^{(j+1)} \quad \text{e} \quad \frac{1}{\hat{y}_j} \frac{\partial A_z^{(j)}}{\partial z} = \frac{1}{\hat{y}_{j+1}} \frac{\partial A_z^{(j+1)}}{\partial z}, \quad (2.15)$$

$$F_z^{(j)} = F_z^{(j+1)} \quad \text{e} \quad \frac{1}{\hat{z}_j} \frac{\partial F_z^{(j)}}{\partial z} = \frac{1}{\hat{z}_{j+1}} \frac{\partial F_z^{(j+1)}}{\partial z}, \quad (2.16)$$

obtidas através das condições de continuidade das componentes tangenciais dos campos.

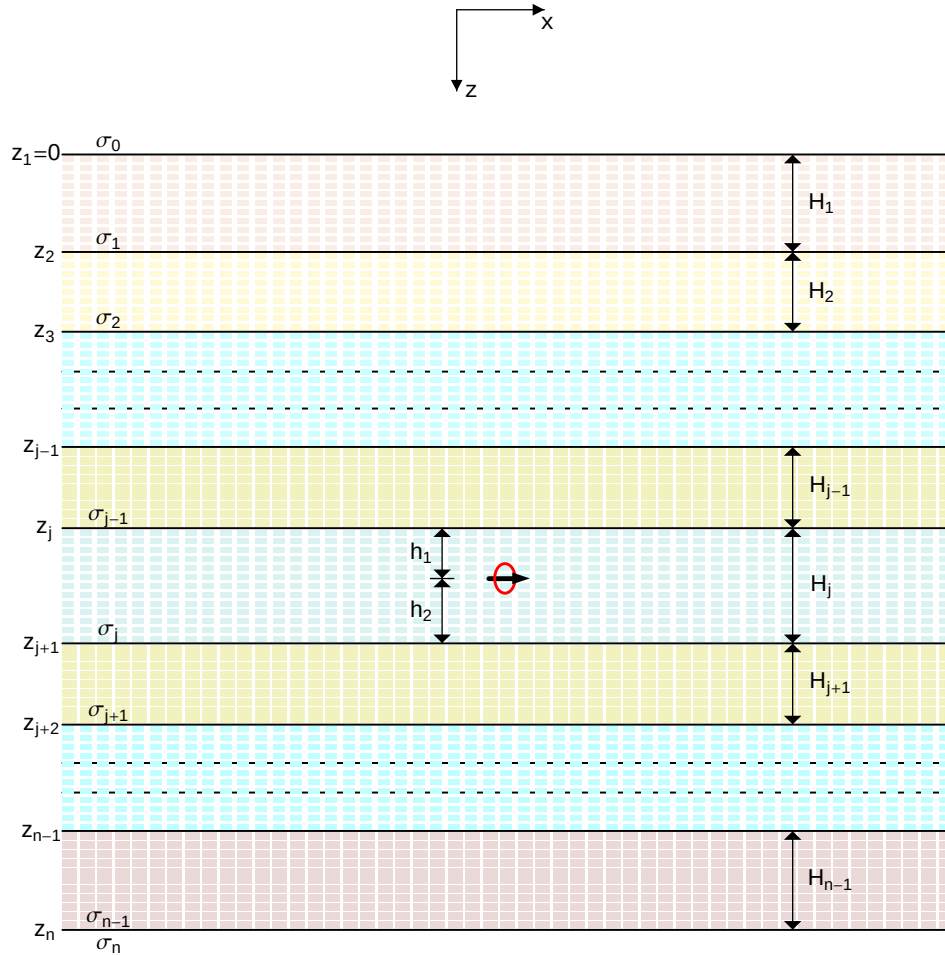


Figura 2.1: Modelo representativo de um meio estratificado com o DMH numa camada j .

Portanto, se a fonte estiver numa camada j (Figura 2.1) os potenciais nesta camada e em sua camada adjacente superior¹ $j - 1$ são definidos como se segue,

$$\begin{aligned}\hat{\hat{A}}_z^{(j-1)} &= A_{j-1} \left(e^{u_{j-1}(z-z_j)} + R_{TM}^{(j-1)} e^{-u_{j-1}(z-z_{j-1}+H_{j-1})} \right), \\ \hat{\hat{A}}_{z(-)}^{(j)} &= A_j \left(e^{u_j(z-z_j)} + R_{TM}^{(j)} e^{-u_j(z-z_j)} + R_{TM}^{(j+1)} e^{u_j(z-z_j-2h_2)} \right), \\ \hat{\hat{A}}_{z(+)}^{(j)} &= A_j \left(e^{-u_j(z-z_j-2h_1)} + R_{TM}^{(j)} e^{-u_j(z-z_j)} + R_{TM}^{(j+1)} e^{u_j(z-z_j-2h_2)} \right),\end{aligned}\quad (2.17)$$

com $A_j = -k_j^2 m_x \frac{ik_y}{2u_j(k_x^2 + k_y^2)} e^{-u_j h_1}$, e

$$\begin{aligned}\hat{\hat{F}}_z^{(j-1)} &= F_{j-1} \left(e^{u_{j-1}(z-z_j)} + R_{TE}^{(j-1)} e^{-u_{j-1}(z-z_{j-1}+H_{j-1})} \right), \\ \hat{\hat{F}}_{z(-)}^{(j)} &= F_j \left(e^{u_j(z-z_j)} + R_{TE}^{(j)} e^{-u_j(z-z_j)} - R_{TE}^{(j+1)} e^{u_j(z-z_j-2h_2)} \right), \\ \hat{\hat{F}}_{z(+)}^{(j)} &= F_j \left(-e^{-u_j(z-z_j-2h_1)} + R_{TE}^{(j)} e^{-u_j(z-z_j)} - R_{TE}^{(j+1)} e^{u_j(z-z_j-2h_2)} \right),\end{aligned}\quad (2.18)$$

com $F_j = \hat{z}_j m_x \frac{ik_x}{2(k_x^2 + k_y^2)} e^{-u_j h_1}$. Os termos subscritos $(-)$ e $(+)$ significam, respectivamente, o potencial na camada j para as posições acima e abaixo da fonte.

Aplicando as condições (2.15) e (2.16), respectivamante, às equações (2.17) e (2.18) na interface z_j e sabendo que por definição $\mathcal{Z} = \frac{u}{\hat{y}}$ e $\mathcal{Y} = \frac{u}{\hat{z}}$ são, nesta ordem, a impedância e a admitância intrínsecas do meio, tem-se

$$A_{j-1} = \frac{2 A_j \mathcal{Z}_j R_{TM}^{(j)}}{(\mathcal{Z}_j - \mathcal{Z}_{j-1}) + (\mathcal{Z}_j + \mathcal{Z}_{j-1}) R_{TM}^{(j-1)} e^{-2u_{j-1}H_{j-1}}},$$

e

$$F_{j-1} = \frac{2 F_j \mathcal{Y}_j R_{TE}^{(j)}}{(\mathcal{Y}_j - \mathcal{Y}_{j-1}) + (\mathcal{Y}_j + \mathcal{Y}_{j-1}) R_{TE}^{(j-1)} e^{-2u_{j-1}H_{j-1}}}.$$

denominados coeficientes de transmissão da camada $j - 1$.

Os coeficientes de reflexão de (2.17) e (2.18) são obtidos a partir das definições de impedância de superfície ($\hat{\mathcal{Z}}$) e admitância de superfície ($\hat{\mathcal{Y}}$) no domínio (k_x, k_y, z) , empregadas nas interfaces de interesse. Portanto,

$$\hat{\mathcal{Z}}_{j-2} = -\frac{\hat{\hat{E}}_{x,TM}^{(j-1)}}{\hat{\hat{H}}_{y,TM}^{(j-1)}} \Big|_{z=z_{j-1}}, \quad \hat{\mathcal{Z}}_{j-1} = -\frac{\hat{\hat{E}}_{x,TM}^{(j)}}{\hat{\hat{H}}_{y,TM}^{(j)}} \Big|_{z=z_j}, \quad \hat{\mathcal{Z}}_{j+1} = \frac{\hat{\hat{E}}_{x,TM}^{(j)}}{\hat{\hat{H}}_{y,TM}^{(j)}} \Big|_{z=z_{j+1}}$$

¹Neste trabalho vamos considerar o receptor sempre acima do transmissor. Pelo princípio da reciprocidade a troca da posição transmissor-receptor não altera a resposta obtida.

e

$$\hat{\mathcal{Y}}_{j-2} = -\frac{\hat{H}_{y,TE}^{(j-1)}}{\hat{E}_{x,TE}^{(j-1)}} \Big|_{z=z_{j-1}}, \quad \hat{\mathcal{Y}}_{j-1} = -\frac{\hat{H}_{y,TE}^{(j)}}{\hat{E}_{x,TE}^{(j)}} \Big|_{z=z_j}, \quad \hat{\mathcal{Y}}_{j+1} = \frac{\hat{H}_{y,TE}^{(j)}}{\hat{E}_{x,TE}^{(j)}} \Big|_{z=z_{j+1}}.$$

Substituindo as equações de (2.17) e (2.18), através de (2.10) e (2.11), nas respectivas equações definidas acima, tem-se

$$R_{TM}^{(j-1)} = \frac{\mathcal{Z}_{j-1} - \hat{\mathcal{Z}}_{j-2}}{\mathcal{Z}_{j-1} + \hat{\mathcal{Z}}_{j-2}},$$

$$R_{TM}^{(j)} = \frac{(\mathcal{Z}_j - \hat{\mathcal{Z}}_{j-1})(\mathcal{Z}_j + \hat{\mathcal{Z}}_{j+1}) + (\mathcal{Z}_j - \hat{\mathcal{Z}}_{j-1})(\mathcal{Z}_j - \hat{\mathcal{Z}}_{j+1})e^{-2u_j h_2}}{(\mathcal{Z}_j + \hat{\mathcal{Z}}_{j-1})(\mathcal{Z}_j + \hat{\mathcal{Z}}_{j+1}) - (\mathcal{Z}_j - \hat{\mathcal{Z}}_{j-1})(\mathcal{Z}_j - \hat{\mathcal{Z}}_{j+1})e^{-2u_j H_j}},$$

$$R_{TM}^{(j+1)} = \frac{(\mathcal{Z}_j + \hat{\mathcal{Z}}_{j-1})(\mathcal{Z}_j - \hat{\mathcal{Z}}_{j+1}) + (\mathcal{Z}_j - \hat{\mathcal{Z}}_{j-1})(\mathcal{Z}_j - \hat{\mathcal{Z}}_{j+1})e^{-2u_j h_1}}{(\mathcal{Z}_j + \hat{\mathcal{Z}}_{j-1})(\mathcal{Z}_j + \hat{\mathcal{Z}}_{j+1}) - (\mathcal{Z}_j - \hat{\mathcal{Z}}_{j-1})(\mathcal{Z}_j - \hat{\mathcal{Z}}_{j+1})e^{-2u_j H_j}},$$

os coeficientes de reflexão para o modo TM e,

$$R_{TE}^{(j-1)} = \frac{\mathcal{Y}_{j-1} - \hat{\mathcal{Y}}_{j-2}}{\mathcal{Y}_{j-1} + \hat{\mathcal{Y}}_{j-2}},$$

$$R_{TE}^{(j)} = \frac{(\mathcal{Y}_j - \hat{\mathcal{Y}}_{j-1})(\mathcal{Y}_j + \hat{\mathcal{Y}}_{j+1}) - (\mathcal{Y}_j - \hat{\mathcal{Y}}_{j-1})(\mathcal{Y}_j - \hat{\mathcal{Y}}_{j+1})e^{-2u_j h_2}}{(\mathcal{Y}_j + \hat{\mathcal{Y}}_{j-1})(\mathcal{Y}_j + \hat{\mathcal{Y}}_{j+1}) - (\mathcal{Y}_j - \hat{\mathcal{Y}}_{j-1})(\mathcal{Y}_j - \hat{\mathcal{Y}}_{j+1})e^{-2u_j H_j}},$$

$$R_{TE}^{(j+1)} = \frac{(\mathcal{Y}_j + \hat{\mathcal{Y}}_{j-1})(\mathcal{Y}_j - \hat{\mathcal{Y}}_{j+1}) - (\mathcal{Y}_j - \hat{\mathcal{Y}}_{j-1})(\mathcal{Y}_j - \hat{\mathcal{Y}}_{j+1})e^{-2u_j h_1}}{(\mathcal{Y}_j + \hat{\mathcal{Y}}_{j-1})(\mathcal{Y}_j + \hat{\mathcal{Y}}_{j+1}) - (\mathcal{Y}_j - \hat{\mathcal{Y}}_{j-1})(\mathcal{Y}_j - \hat{\mathcal{Y}}_{j+1})e^{-2u_j H_j}},$$

os coeficientes de reflexão para o modo TE. É importante observar, para os potenciais da camada j , que os coeficientes de reflexão são obtidos por meio de um sistema com duas equações referentes às interfaces z_j e z_{j+1} .

De acordo com Rijo (2005), a impedância e a admitância de superfície podem ser dadas por $\hat{\mathcal{Z}}_{j+1} = \delta_{j+1}\mathcal{Z}_{j+1}$ e $\hat{\mathcal{Y}}_{j+1} = \xi_{j+1}\mathcal{Y}_{j+1}$, onde δ_{j+1} e ξ_{j+1} são definidos pelos seguintes algoritmos recursivos,

$$\delta_{j+1} = \frac{\mathcal{Z}_{j+2}\delta_{j+2} + \mathcal{Z}_{j+1} \tanh[u_{j+1}H_{j+1}]}{\mathcal{Z}_{j+1} + \mathcal{Z}_{j+2}\delta_{j+2} \tanh[u_{j+1}H_{j+1}]},$$

$$\delta_N = 1,$$

e

$$\xi_{j+1} = \frac{\mathcal{Y}_{j+2}\xi_{j+2} + \mathcal{Y}_{j+1} \tanh[u_{j+1}H_{j+1}]}{\mathcal{Y}_{j+1} + \mathcal{Y}_{j+2}\xi_{j+2} \tanh[u_{j+1}H_{j+1}]},$$

$$\xi_N = 1.$$

Estes algoritmos funcionam recursivamente de baixo para cima. Analogamente, defini-se $\hat{\mathcal{Z}}_{j-1} = \Delta_{j-1} \mathcal{Z}_{j-1}$ e $\hat{\mathcal{Y}}_{j-1} = \Gamma_{j-1} \mathcal{Y}_{j-1}$, onde Δ_{j-1} e Γ_{j-1} são obtidos através das recorrências, que iniciam na primeira camada e seguem em direção a última camada,

$$\Delta_{j-1} = \frac{\mathcal{Z}_{j-2} \Delta_{j-2} + \mathcal{Z}_{j-1} \tanh[u_{j-1} H_{j-1}]}{\mathcal{Z}_{j-1} + \mathcal{Z}_{j-2} \Delta_{j-2} \tanh[u_{j-1} H_{j-1}]},$$

$$\Delta_0 = 1,$$

e

$$\Gamma_{j-1} = \frac{\mathcal{Y}_{j-2} \Gamma_{j-2} + \mathcal{Y}_{j-1} \tanh[u_{j-1} H_{j-1}]}{\mathcal{Y}_{j-1} + \mathcal{Y}_{j-2} \Gamma_{j-2} \tanh[u_{j-1} H_{j-1}]},$$

$$\Gamma_0 = 1.$$

As equações que dependem da admitância podem ser simplificadas considerando-se a permeabilidade magnética de todo meio acamado igual a do vácuo.

Definidos os coeficientes de transmissão e reflexão pode-se, então, escrever a solução dos potenciais em (x, y, z) aplicando a transformada inversa dupla de Fourier. Tais soluções são simplificadas utilizando-se a identidade (2.5).

O próximo passo é encontrar a solução dos campos, entretanto, como foi mencionado antes, nos interessa apenas a componente H_x do campo magnético que, segundo as equações de (2.10) e (2.11), é dada por

$$H_x = H_x^{TM} + H_x^{TE}.$$

Assim depois de algumas manipulações algébricas (WARD; HOHMANN, 1988; RIJO, 2005), a componente H_x para a camada j , estando o transmissor na própria camada j e abaixo do receptor, é expressa por:

$$\begin{aligned} H_x^{(j)}(x, y, z) = & \frac{k_j^2 m_x}{4\pi} \left(\frac{1}{r} - \frac{2y^2}{r^3} \right) \int_0^\infty K_{TM}(k_r) J_1(k_r r) dk_r \\ & + \frac{k_j^2 m_x y^2}{4\pi r^2} \int_0^\infty K_{TM}(k_r) J_0(k_r r) k_r dk_r \\ & + \frac{m_x}{4\pi} \left(\frac{2x^2}{r^3} - \frac{1}{r} \right) \int_0^\infty K_{TE}(k_r) J_1(k_r r) dk_r \\ & - \frac{m_x x^2}{4\pi r^2} \int_0^\infty K_{TE}(k_r) J_0(k_r r) k_r dk_r, \end{aligned} \tag{2.19}$$

em que

$$K_{TM}(k_r) = \frac{1}{u_j} \left(e^{u_j(z-z_j-h_1)} + R_{TM}^{(j)} e^{-u_j(z-z_j+h_1)} + R_{TM}^{(j+1)} e^{u_j(z-z_j-h_1-2h_2)} \right)$$

e

$$K_{TE}(k_r) = u_j \left(e^{u_j(z-z_j-h_1)} - R_{TE}^{(j)} e^{-u_j(z-z_j+h_1)} - R_{TE}^{(j+1)} e^{u_j(z-z_j-h_1-2h_2)} \right).$$

Nos mesmos termos, a componente H_x para a camada $j-1$ é expressa por:

$$\begin{aligned} H_x^{(j-1)}(x, y, z) = & \frac{k_j^2 m_x}{4\pi} \left(\frac{1}{r} - \frac{2y^2}{r^3} \right) \int_0^\infty K'_{TM}(k_r) J_1(k_r r) dk_r \\ & + \frac{k_j^2 m_x}{4\pi} \frac{y^2}{r^2} \int_0^\infty K'_{TM}(k_r) J_0(k_r r) k_r dk_r \\ & + \frac{m_x}{4\pi} \left(\frac{2x^2}{r^3} - \frac{1}{r} \right) \int_0^\infty K'_{TE}(k_r) J_1(k_r r) dk_r \\ & - \frac{m_x}{4\pi} \frac{x^2}{r^2} \int_0^\infty K'_{TE}(k_r) J_0(k_r r) k_r dk_r, \end{aligned} \quad (2.20)$$

em que

$$K'_{TM}(k_r) = \frac{A_{j-1}}{A_j} \frac{e^{-u_j h_1}}{u_j} \left(e^{u_{j-1}(z-z_j)} + R_{TM}^{(j-1)} e^{-u_{j-1}(z-z_{j-1}+H_{j-1})} \right)$$

e

$$K'_{TE}(k_r) = \frac{F_{j-1}}{F_j} e^{-u_j h_1} u_{j-1} \left(e^{u_{j-1}(z-z_j)} - R_{TE}^{(j-1)} e^{-u_{j-1}(z-z_{j-1}+H_{j-1})} \right).$$

Analogamente ao que foi feito para a componente $H_x^{(j-1)}$, tem-se para uma camada $j-k$,

$$\begin{aligned} H_x^{(j-k)}(x, y, z) = & \frac{k_j^2 m_x}{4\pi} \left(\frac{1}{r} - \frac{2y^2}{r^3} \right) \int_0^\infty K''_{TM}(k_r) J_1(k_r r) dk_r \\ & + \frac{k_j^2 m_x}{4\pi} \frac{y^2}{r^2} \int_0^\infty K''_{TM}(k_r) J_0(k_r r) k_r dk_r \\ & + \frac{m_x}{4\pi} \left(\frac{2x^2}{r^3} - \frac{1}{r} \right) \int_0^\infty K''_{TE}(k_r) J_1(k_r r) dk_r \\ & - \frac{m_x}{4\pi} \frac{x^2}{r^2} \int_0^\infty K''_{TE}(k_r) J_0(k_r r) k_r dk_r, \end{aligned} \quad (2.21)$$

em que

$$K''_{TM}(k_r) = \frac{A_{j-k}}{A_j} \frac{e^{-u_j h_1}}{u_j} \left(e^{u_{j-k}(z-z_{j-k+1})} + R_{TM}^{(j-k)} e^{-u_{j-k}(z-z_{j-k}+H_{j-k})} \right)$$

e

$$K''_{TE}(k_r) = \frac{F_{j-k}}{F_j} e^{-u_j h_1} u_{j-k} \left(e^{u_{j-k}(z-z_{j-k+1})} - R_{TE}^{(j-k)} e^{-u_{j-k}(z-z_{j-k}+H_{j-k})} \right).$$

Neste caso o coeficiente de transmissão A_{j-k} é obtido através da fórmula de recorrência:

$$A_{j-1} = \frac{2A_j \mathcal{Z}_j R_{TM}^{(j)}}{(\mathcal{Z}_j - \mathcal{Z}_{j-1}) + (\mathcal{Z}_j + \mathcal{Z}_{j-1}) R_{TM}^{(j-1)} e^{-2u_{j-1} H_{j-1}}}$$

$$A_{i-2} = \frac{A_{i-1}(1 + R_{TM}^{(i-1)})e^{-u_{i-1} H_{i-1}}}{1 + R_{TM}^{(i-2)} e^{-2u_{i-2} H_{i-2}}} \quad i = j, j-1, \dots, j-k+2,$$

em que os coeficientes de reflexão $R_{TM}^{(i-1)}$ e $R_{TE}^{(i-1)}$ são determinados tais como $R_{TM}^{(j-1)}$ e $R_{TE}^{(j-1)}$.

Do mesmo modo, defini-se o coeficiente de transmissão F_{j-k} .

Outras expressões de casos específicos como, por exemplo, fonte ou sensor no semi-espaço superior ou inferior, são facilmente obtidas a partir da compreensão do que foi apresentado aqui.

É importante observar, que devido as camadas serem ilimitadas em x e y , obteríamos equações similares a (2.19), (2.20) e (2.21) para componente H_y de um dipolo magnético na direção y .

Agora, de posse das soluções do campo para as diferentes posições fonte-sensor, pode-se calcular a força eletromotriz (*fem*) induzida no receptor usando a lei de indução de Faraday,

$$V = -i\omega\mu n_r \int_S \mathbf{H} \, d\mathbf{S}.$$

Sendo o receptor coplanar ao transmissor e considerando o campo magnético constante na região de integração tem-se

$$V = -i\omega\mu n_r H_x \pi a_r^2, \quad (2.22)$$

onde n_r e a_r são, respectivamente, o número de espiras e o raio da bobina receptora.

Enfim, a desejada condutividade aparente é obtida por meio da razão

$$\sigma_a = -\frac{V_R}{K^{cp}}, \quad (2.23)$$

em que

$$K^{cp} = \frac{(\omega\mu)^2 \pi a_t^2 \pi a_r^2 n_t n_r I(\omega)}{8\pi L}. \quad (2.24)$$

Nas expressões acima, V_R é a componente real da voltagem e K^{cp} a constante ferramental para um arranjo coplanar de bobinas (CARVALHO, 2000).

Uma vez definida a condutividade aparente é conveniente que se faça uma análise quantitativa da resposta do arranjo coplanar num meio homogêneo, isotrópico e ilimitado

para que se possa definir um fator de correção do sinal. Então, substituindo a equação (2.7) da componente H_x do campo magnético na equação (2.22) da *fem* induzida no receptor, tem-se

$$V_x^{cp} = \frac{2iK^{cp}}{\omega\mu L^2} [1 + ikL + (ikL)^2] e^{-ikL}.$$

Escrevendo o número de onda k em função da profundidade pelicular² δ e expandindo a exponencial através da série de Taylor, resulta em

$$V_x^{cp} = \frac{2iK^{cp}}{\omega\mu L^2} \left[1 + i \frac{L^2}{\delta^2} + \frac{4(1-i)L^3}{3\delta^3} - \frac{3L^4}{2\delta^4} + \frac{8(1+i)L^5}{15\delta^5} - \frac{5iL^6}{18\delta^6} + \dots \right],$$

onde

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

Assim, a condutividade aparente para um meio homogêneo é definida através da equação 2.23 como

$$\sigma_a = \sigma \left(1 - \frac{4L}{3\delta} + \frac{8L^3}{15\delta^3} - \frac{5L^4}{18\delta^4} + \dots \right). \quad (2.25)$$

Nesta equação a expressão entre parênteses representa a atenuação da onda eletromagnética ou efeito pelicular (*skin effect*), portanto a condutividade aparente estará mais próxima da condutividade verdadeira do meio homogêneo quando a razão L/δ assumir valores próximos de zero, como considerado na teoria do fator geométrico (DOLL, 1949).

Admitindo que na equação (2.25) a razão L/δ é muito menor do que um, então o skin effect pode ser aproximado por $1 - 4L/3\delta$. Esta condição é muito comum na perfilagem de indução em ambientes de reservatórios, pois as condutividades são relativamente baixas, ou seja, δ muito grande. Nos perfis de indução com multicamadas apresentados neste trabalho este efeito pelicular será adotada como fator de correção da condutividade aparente, então

$$\sigma_{cr} = \frac{\sigma_a}{1 - \frac{4L}{3\delta}},$$

em que σ_{cr} é a condutividade corrigida pelo skin effect do meio “homogêneo”. A condutividade usada no fator de correção é um valor que melhor represente a condutividade da seqüência estratigráfica, em muitos casos esse valor pode ser obtido pela média ponderada das condutividades dos estratos onde os pesos são suas respectivas espessuras.

²Distância em que a amplitude da onda eletromagnética se reduz à $\frac{1}{e} \approx 36,79\%$ do valor inicial.

2.2 INTERFACES CILÍNDRICAS

Neste modelo, a parede do poço e as diferentes frentes de invasão são vistas como interfaces cilíndricas numa camada horizontal bastante espessa. A solução dos campos para este problema parte das equações dos potenciais incidentes ou sinal gerado pela fonte. Portanto, aplicando a identidade

$$\int_0^\infty \frac{e^{-u|z|}}{u} J_0(k_r r) k_r dk_r = \frac{2}{\pi} \int_0^\infty K_0(u_1 r) \cos(k_r z) dk_r ,$$

à equação (2.6) tem-se

$$F_x = \frac{\hat{z}_1 m_x}{2\pi^2} \int_0^\infty K_0(u_1 r) \cos(k_r z) dk_r .$$

A separação dos campos nos modos TE e TM é feita tal como se fez na seção anterior, então, utilizando (2.2) e a equação definida acima, tem-se

$$E_z = -\frac{\hat{z}_1 m_x}{2\pi^2} \frac{y}{r} \int_0^\infty u_1 K_1(u_1 r) \cos(k_r z) dk_r$$

e

$$H_z = \frac{m_x}{2\pi^2} \frac{x}{r} \int_0^\infty u_1 K_1(u_1 r) \sin(k_r z) k_r dk_r .$$

Assim, os potenciais incidentes são definidos através de (2.10) e (2.11) como

$$A_z^{(inc)} = -\frac{k_1^2 m_x}{2\pi^2} \sin \theta \int_0^\infty \frac{1}{u_1} K_1(u_1 r) \cos(k_r z) dk_r$$

e

$$F_z^{(inc)} = -\frac{\hat{z}_1 m_x}{2\pi^2} \cos \theta \int_0^\infty \frac{k_r}{u_1} K_1(u_1 r) \sin(k_r z) dk_r .$$

O sinal refletido pelas interfaces cilíndricas é determinado através da resolução das equações (2.8) em coordenadas cilíndricas. Tais soluções são da forma,

$$[T_j(\lambda) K_1(\beta_j r) + R_j(\lambda) I_1(\beta_j r)] \cos \lambda z$$

ou

$$[T_j(\lambda) K_1(\beta_j r) + R_j(\lambda) I_1(\beta_j r)] \sin \lambda z ,$$

Portanto para uma casca cilíndrica j tem-se,

$$A_z^{(j)} = -\frac{k_j^2 m_x}{2\pi^2} \sin \theta \int_0^\infty \frac{1}{u_j} \left[T_{TM}^{(j)} K_1(u_j r) + R_{TM}^{(j)} I_1(u_j r) \right] \cos(k_r z) dk_r \quad (2.26)$$

e

$$F_z^{(j)} = -\frac{\hat{z}_j m_x}{2\pi^2} \cos \theta \int_0^\infty \frac{k_r}{u_j} \left[T_{TE}^{(j)} K_1(u_j r) + R_{TE}^{(j)} I_1(u_j r) \right] \text{sen}(k_r z) dk_r. \quad (2.27)$$

Em que para primeira e enésima casca, a última de espessura infinita, tem-se: $T_{TM}^{(1)} = T_{TE}^{(1)} = 1$ e $R_{TM}^{(n)} = R_{TE}^{(n)} = 0$.

Os coeficiente de reflexão e transmissão são obtidos por meio das condições de continuidade das componentes tangenciais dos campos. Reescrevendo as equações (2.10) e (2.11) em coordenadas cilíndricas e somando as componentes correspondentes dos modos TE e TM, resulta,

$$\begin{aligned} \frac{1}{\hat{y}_j a_j} \frac{\partial^2 A_z^{(j)}}{\partial \theta \partial z} + \frac{\partial F_z^{(j)}}{\partial r} &= \frac{1}{\hat{y}_{j+1} a_j} \frac{\partial^2 A_z^{(j+1)}}{\partial \theta \partial z} + \frac{\partial F_z^{(j+1)}}{\partial r}, \\ \frac{1}{\hat{y}_j} \left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + k_j^2 \right) A_z^{(j)} &= \frac{1}{\hat{y}_{j+1}} \left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + k_{j+1}^2 \right) A_z^{(j+1)}, \\ \frac{1}{\hat{z}_j a_j} \frac{\partial^2 F_z^{(j)}}{\partial \theta \partial z} - \frac{\partial A_z^{(j)}}{\partial r} &= \frac{1}{\hat{z}_{j+1} a_j} \frac{\partial^2 F_z^{(j+1)}}{\partial \theta \partial z} - \frac{\partial A_z^{(j+1)}}{\partial r}, \\ \frac{1}{\hat{z}_j} \left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + k_j^2 \right) F_z^{(j)} &= \frac{1}{\hat{z}_{j+1}} \left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + k_{j+1}^2 \right) F_z^{(j+1)}. \end{aligned}$$

Desta forma, um modelo com n cascas cilíndricas terá $n - 1$ interfaces e, portanto, $4(n-1)$ equações. O numero de incógnitas também será de $4(n-1)$ uma vez que os coeficientes de transmissão da primeira e reflexão da última cascas são definidos. Assim, os $4(n-1)$ coeficientes das equações (2.26) e (2.27) são encontrados por um sistema com $4(n-1)$ equações relativas a continuidades dos campos nas interfaces.

Para o arranjo coplanar de bobinas localizado no eixo do poço interessa apenas a componente H_x medida a uma distância L no eixo z . Então, tomando das equações (2.10) e (2.11), escritas em coordenadas cilíndricas, a soma das componentes radiais do campo magnético e substituindo nesta soma as equações (2.26) e (2.27), resulta,

$$H_x^{(1)} = H_x^{(0)} - \frac{m_x}{4\pi^2} \int_0^\infty \left[k_1^2 R_{TE}^{(1)} + k_r^2 R_{TM}^{(1)} \right] \cos(k_r z) dk_r, \quad (2.28)$$

em que $H_x^{(0)}$ é dado pela equação (2.7). A expressão de condutividade aparente é obtida por meio de (2.23).

3 RESULTADOS

Os resultados apresentados neste capítulo partem das equações definidas no capítulo anterior. Entretanto, em alguns casos serão usadas as respostas do dipolo magnético vertical (DMV), por comparação entre os arranjos coaxial e coplanar ou por necessidade como no caso da perfilagem oblíqua. A solução do campo eletromagnético do DMV é de fácil compreensão se comparada à solução do DMH e atualmente encontra-se amplamente divulgada (MORAN; KUNZ, 1962; KAUFMAN; KELLER, 1989).

3.1 PERFIS VERTICAIS

Trabalhos sobre perfis de condutividade ou resistividade com arranjo coplanar de bobinas são pouco comuns na literatura pois o decaimento do campo induzido pelo DMH no poço com lama condutiva é muito grande quando comparado ao decaimento do campo induzido pelo DMV. Por causa da magnitude do efeito de poço, seria improvável que tal método de indução pudesse ser bem sucedido (MORAN; GIANZERO, 1979). Entretanto, modelos teóricos 1D em que o efeito do poço é desprezado, podem fornecer respostas razoáveis para perfis com camadas espessa e bons resultados para perfis com seqüências de finas camadas devido a polarização das interfaces.

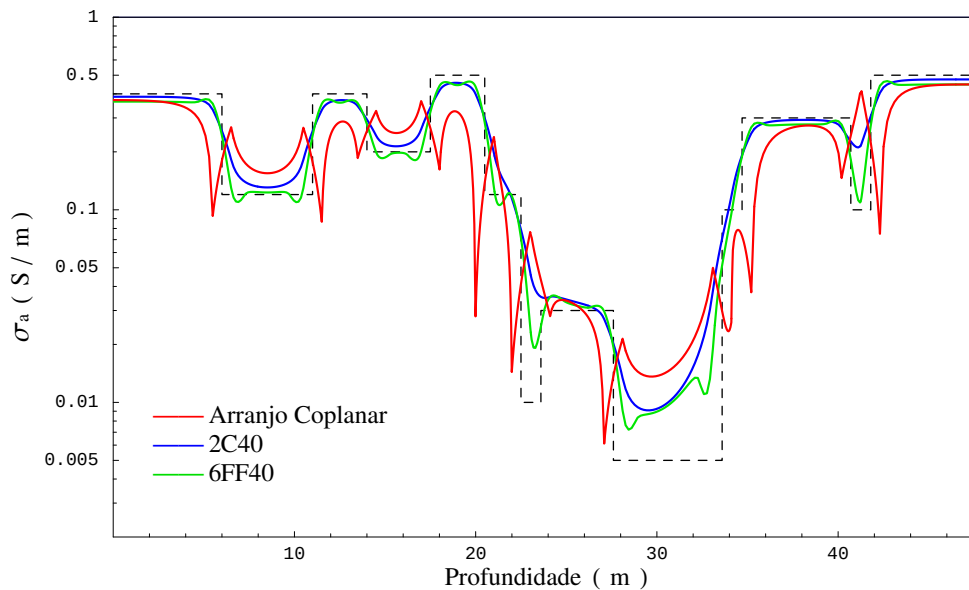


Figura 3.1: Resposta de um arranjo coplanar comparada com as respostas das ferramentas convencionais 2C40 e 6FF40. Tais respostas foram corrigidas pelo efeito pelicular.

Uma característica importante nos perfis do arranjo coplanar é boa definição das interfaces, também, acarretada pelo fenômeno da polarização.

Nos perfis apresentados nesta seção o campo será medido a uma distância $L = 1,016\text{m}$ (40in) acima do transmissor e com uma frequência de 20kHz.

3.1.1 Zonas de transição linear

Uma bobina com seu eixo paralelo a uma interface plana gera uma componente do campo elétrico normal à superfície causando separação de cargas na interface (HOWARD, 1997). A polarização das interfaces é notada através das oscilações da curva do perfil entre duas camadas espessas. Estas oscilações são tão maiores quanto maior for a diferença de condutividade entre os meios adjacentes (Figura 3.1).

Evidentemente que em perfis de campo as oscilações nas interfaces não são tão acen- tuadas como no modelo 1D, pois se tem uma fonte não-pontual e os efeitos do poço e zonas de invasão estão presentes. Um outro motivo é a transição brusca de condutividade de uma camada para outra. Em ambientes de reservatório zonas de transição gradual de condutividade podem ocorrer frequentemente entre as camadas devido a variação progressiva do grau de argilosidade ou granulometria das rochas. Em tais zonas as oscilações devido a polarização são suavizadas como mostram os modelos a seguir.

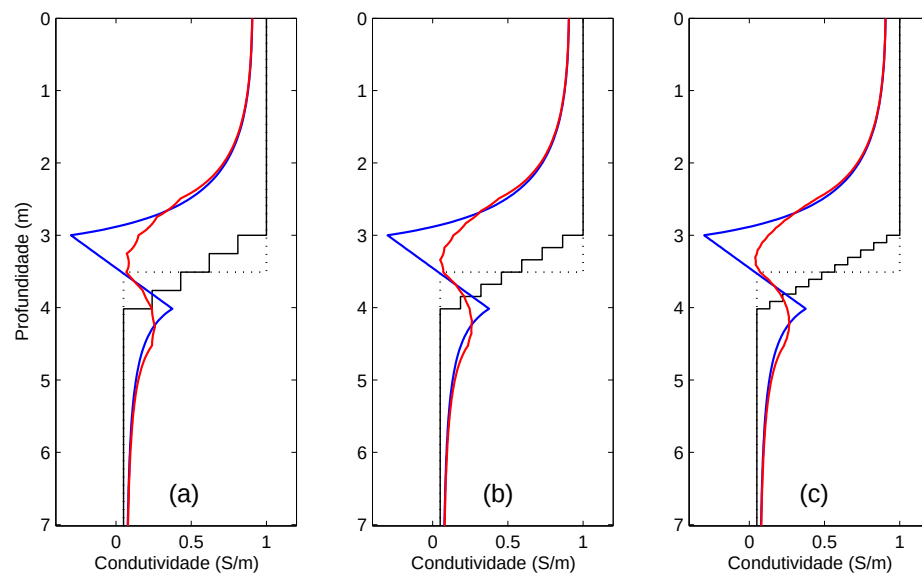


Figura 3.2: Perfis corrigidos para zonas de transição linear entre camadas de folhelho/arenito com (a) quatro, (b) seis e (c) dez camadas de transição, comparadas com o perfil de uma transição brusca.

A Figura 3.2 demonstra o resultado para transição linear e brusca entre uma camada de folhelho ($1,0S/m$) e uma de arenito ($0,05S/m$) com as espessuras das zonas de transição iguais à distância fonte-sensor L . Igualmente a Figura 3.3 mostra um modelo com três camadas, arenito/folhelho/arenito, separadas por zonas de transição gradual. Nota-se nestes casos que a curva é tão suave quanto maior for o número de camadas de transição.

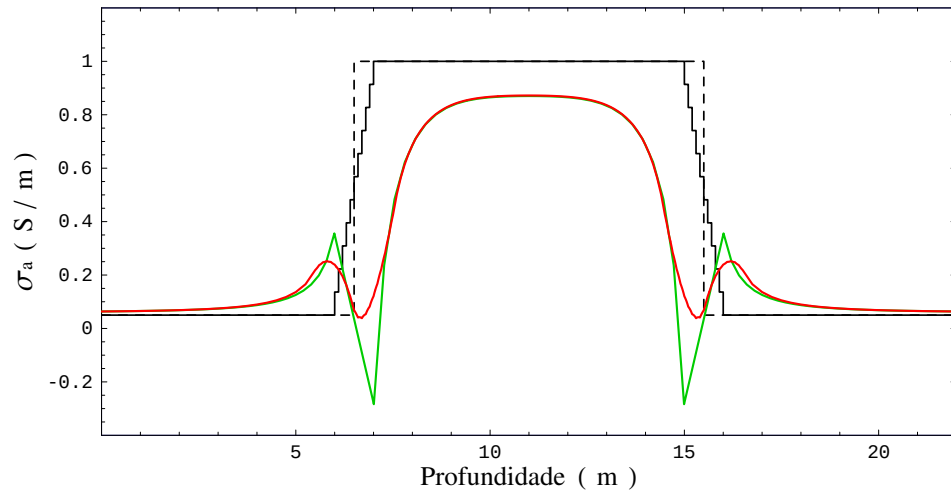


Figura 3.3: Perfil corrigido para zonas de transição linear entre camadas de arenito/folhelho/arenito com dez camadas de transição, comparadas com o perfil de uma transição brusca.

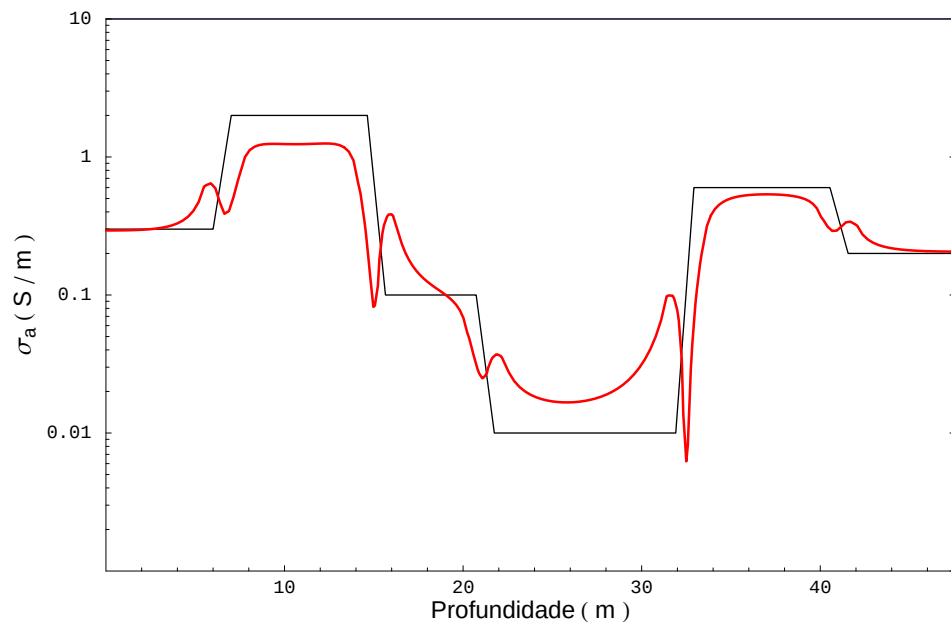


Figura 3.4: Resposta do arranjo coplanar normalizada pelo efeito pelicular em camadas espessas com zonas de transição linear entre os meios.

Um perfil de seis camadas com zonas de transição linear de espessura igual à distância fonte-sensor é apresentado na Figura 3.4. Percebe-se neste perfil que para maiores contrastes de resistividade obtêm-se oscilações mais acentuadas.

3.1.2 Efeito de polarização em seqüências de camadas finas

Na perfilagem vertical a polarização das interfaces é a principal característica das respostas com o arranjo coplanar, pois é por meio desta propriedade que o referido arranjo vem somar com as respostas dos arranjos de bobinas convencionais. Uma vantagem importante, além da localização de interfaces, é a boa resposta para meios com seqüências de camadas finas³, entretanto alguns perfis se apresentam na forma poligonal e outros, curvas suaves como foi observado por Anderson (1990), em perfis de sondas coaxiais fortemente inclinados. Embora na prática não existam perfis poligonais pode-se verificar nos modelos sintéticos uma transição gradual entre as formas poligonais e suaves, a medida que o número de camadas entre a fonte e o sensor aumenta através de uma progressiva redução nas espessuras das camadas.

As Figuras 3.5 e 3.6 mostram a evolução das respostas dos arranjos coplanar e coaxial para seqüências de camadas finas onde as espessuras das camadas variam de $H = L$ a $H = L/5$. As respostas do arranjo coplanar se alternam entre curvas suaves e poligonais para os modelos com espessuras L , $L/2$, $L/3$, $L/4$ e $L/5$, então foram introduzidos modelos intermediários que ilustram a transição entre um caso e outro. A escolha das espessuras das camadas destes modelos foi feita tendo em vista a melhor representação da transição entre os perfis de curvas suaves e poligonais.

Também se atribui ao fenômeno da polarização a boa resposta do arranjo coplanar em camadas finas quando comparada com as respostas do arranjo coaxial, pois o mesmo apresenta uma maior deflexão defronte às camadas.

Assim, através da evolução das respostas do arranjo coplanar pode-se verificar a transição entre os perfis de forma poligonal e os perfis de curvas suaves e a comparação com as respostas do arranjo coaxial mostrou que o arranjo coplanar é melhor para identificação de seqüências de camadas finas.

³Considera-se camada fina aquela que possui espessura menor que a distância fonte-sensor.

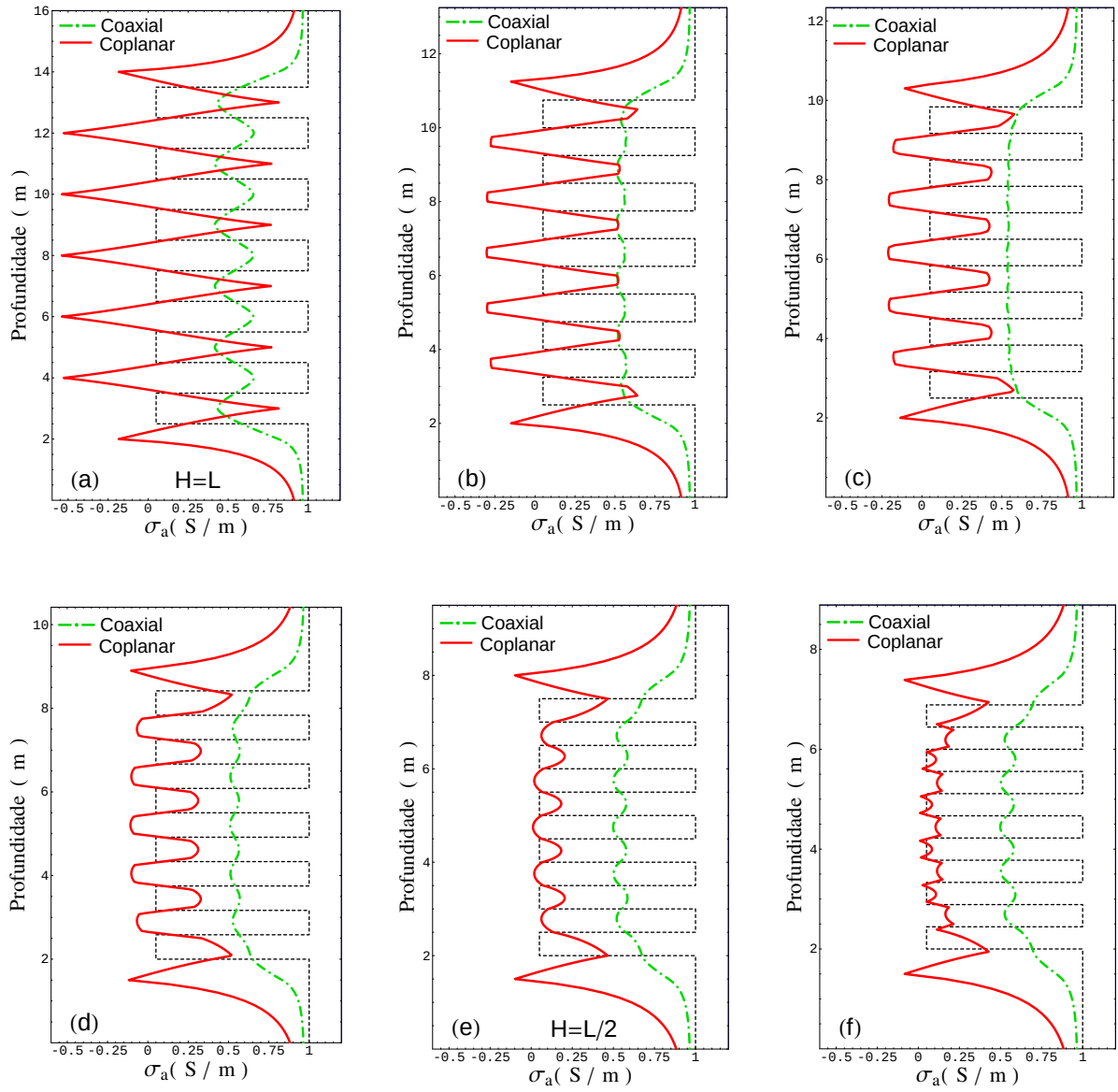


Figura 3.5: Respostas dos arranjos coplanar e coaxial normalizadas pelo efeito pelicular para as seqüências de camadas finas de espessuras (a) $H = L$, (b) $H = \frac{3L}{4}$, (c) $H = \frac{2L}{3}$, (d) $H = \frac{7L}{12}$, (e) $H = \frac{L}{2}$ e (f) $H = \frac{4L}{9}$.

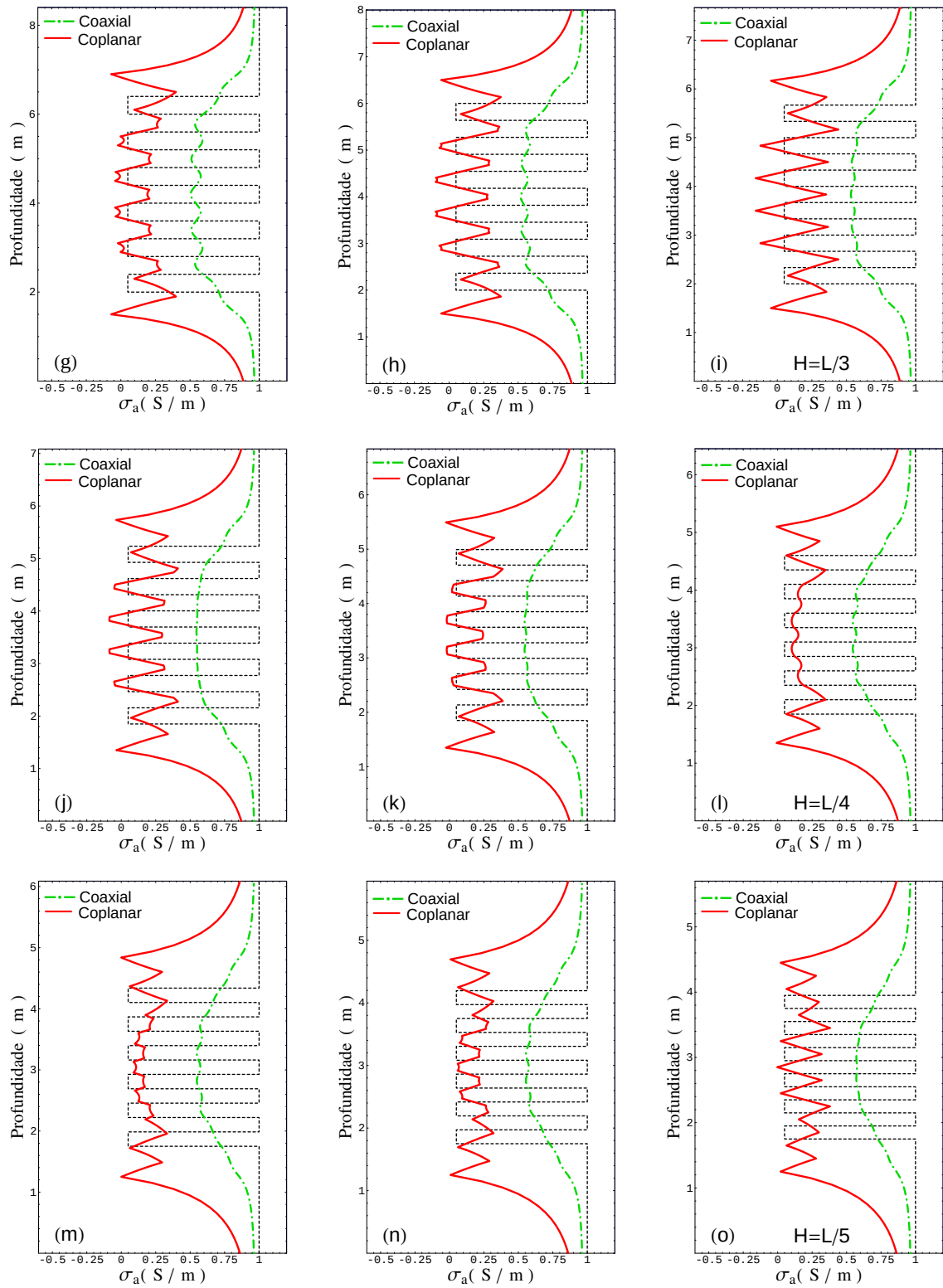


Figura 3.6: Respostas dos arranjos coplanar e coaxial normalizadas pelo efeito pelicular para as seqüências de camadas finas de espessuras (g) $H = \frac{2L}{5}$, (h) $H = \frac{4L}{11}$, (i) $H = \frac{L}{3}$, (j) $H = \frac{4L}{13}$, (k) $H = \frac{2L}{7}$, (l) $H = \frac{L}{4}$, (m) $H = \frac{4L}{17}$, (n) $H = \frac{2L}{9}$ e (o) $H = \frac{L}{5}$.

3.2 PERFILAGEM OBLÍQUA

Considere uma inclinação θ entre o eixo da sonda e a normal às interfaces do meio estratificado (Figura 3.7). Esta inclinação é obtida nos seguintes casos: camadas horizontais e poços inclinados, poços verticais em camadas inclinadas ou, pela combinação, poços direcionais e camadas inclinadas.

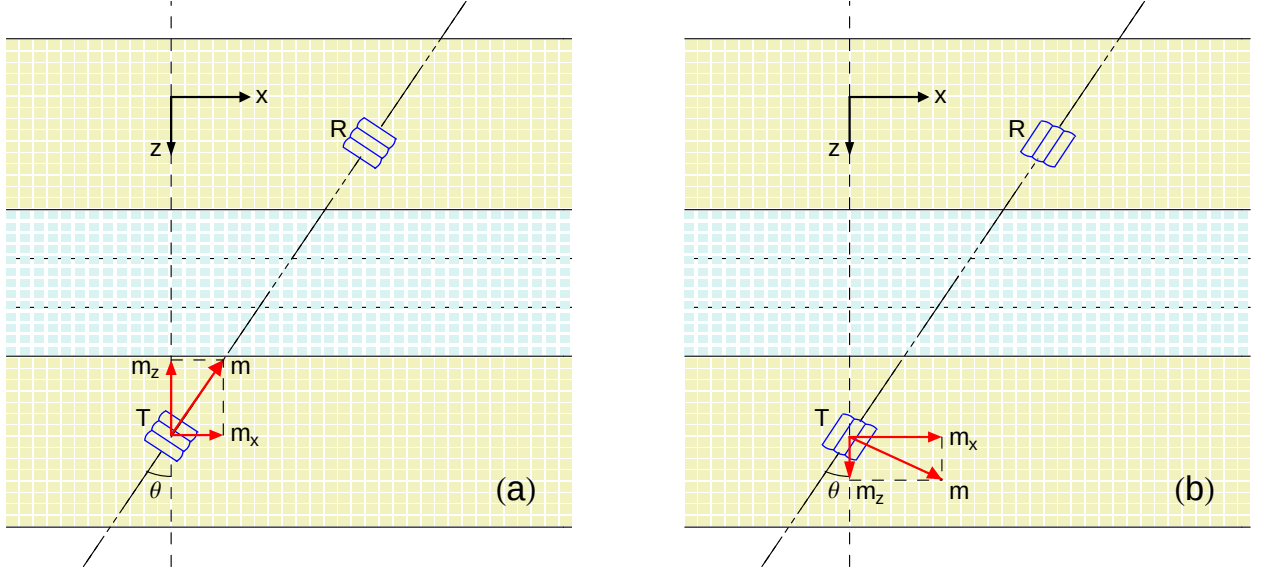


Figura 3.7: Arranjos (a) coaxial e (b) coplanar de bobinas inclinadas com relação ao eixo perpendicular às interfaces.

Como demonstra a Figura 3.7, a bobina transmissora aproximada por um dipolo magnético, pode ser vista como a composição de um DMV e um DMH. Portanto,

$$m_z = m \cos \theta \quad \text{e} \quad m_x = m \sin \theta \quad (\text{arranjo coaxial})$$

e

$$m_z = m \sin \theta \quad \text{e} \quad m_x = m \cos \theta \quad (\text{arranjo coplanar}).$$

Assim, o campo eletromagnético pode ser estudado separadamente através das soluções do DMH, definidas no capítulo 2, e do DMV. O dipolo vertical (posicionado em z) gera as componentes H_{zz} , H_{zx} e o horizontal (posicionado em x) as componentes H_{xz} , H_{xx} , então, o campo magnético no receptor para os casos coplanar e coaxial são, respectivamente,

$$H_{cp} = (H_{xx} + H_{zx}) \cos \theta + (H_{zz} + H_{xz}) \sin \theta \quad (3.1)$$

e

$$H_{cx} = (H_{xx} - H_{zx}) \sin \theta + (H_{zz} - H_{xz}) \cos \theta. \quad (3.2)$$

As Figuras 3.8 e 3.9 comparam os perfis verticais obtidos na Figura 3.1 com perfis oblíquos, para os casos coaxial e coplanar, respectivamente. Observa-se nestes resultados que o efeito das camadas adjacentes diminui com o aumento da inclinação, isto porque a distância vertical entre transmissor e receptor torna-se menor. Entretanto, a observação mais importante a se fazer é sobre o caráter de polarização que aumenta para o arranjo coaxial e diminui para o arranjo coplanar à medida que a inclinação cresce.

Anderson (1990) obteve perfis oblíquos com bobinas coaxiais, que mostraram picos nas interfaces devido a polarização das mesmas (*polarization horn*). Howard (1992) mostra que a polarização das interfaces em camadas inclinadas para o arranjo coaxial é diretamente proporcional ao contraste de condutividade e ao ângulo de inclinação das camadas. No caso de um arranjo de bobinas coplanares a polarização também é diretamente proporcional ao contraste de condutividade entre os meios adjacentes, no entanto, a relação é inversa com a inclinação das camadas. As Figuras 3.10 e 3.11 mostram perfis com grandes contrastes de condutividade. A Figura 3.10 apresenta os picos observados por Anderson (1990).

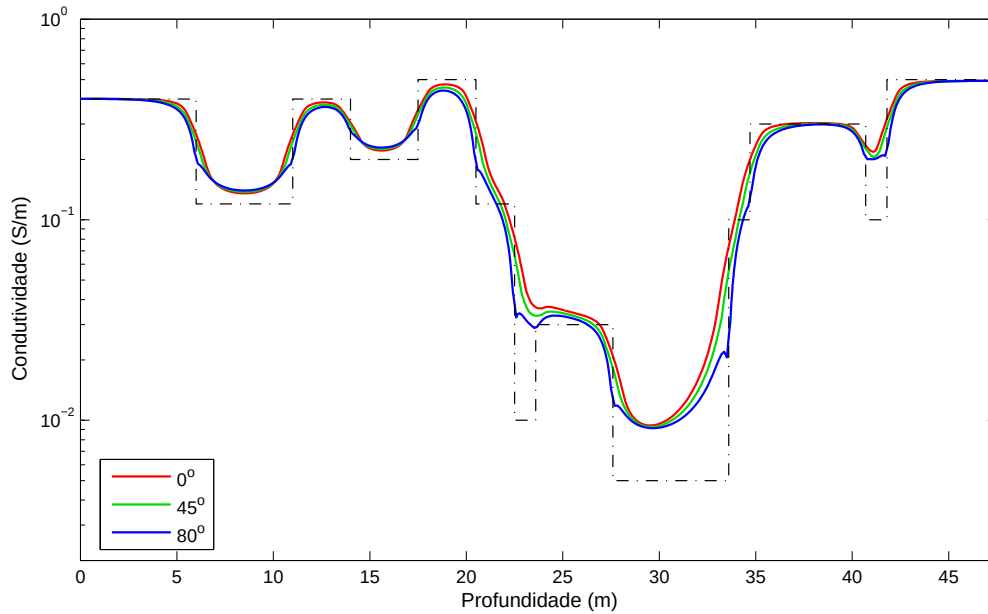


Figura 3.8: Resposta corrigida do arranjo coaxial para as inclinações 0°, 45° e 80°.

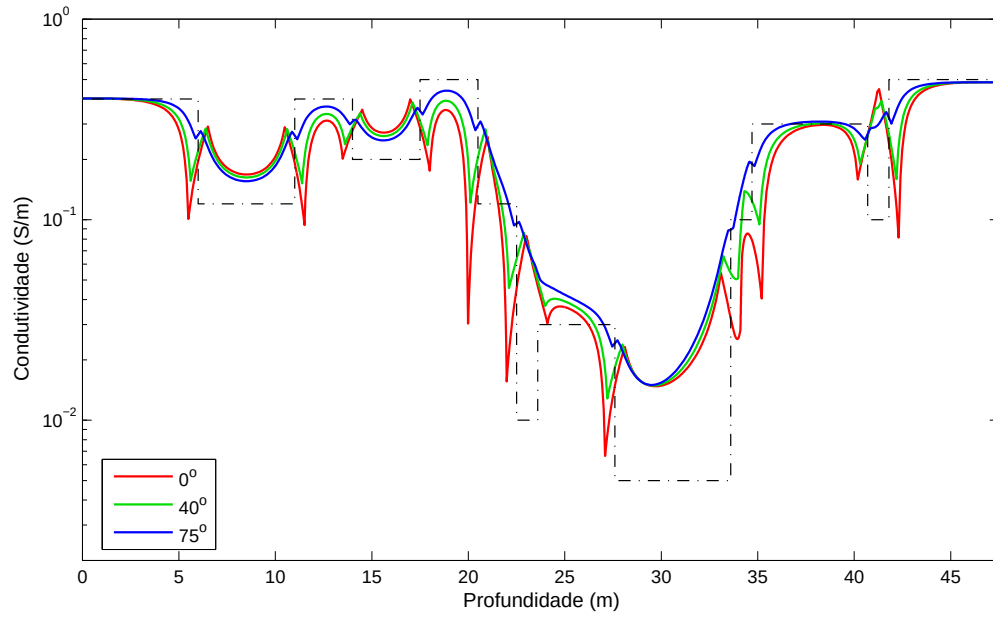


Figura 3.9: Resposta corrigida do arranjo coplanar para as inclinações 0° , 40° e 75° .

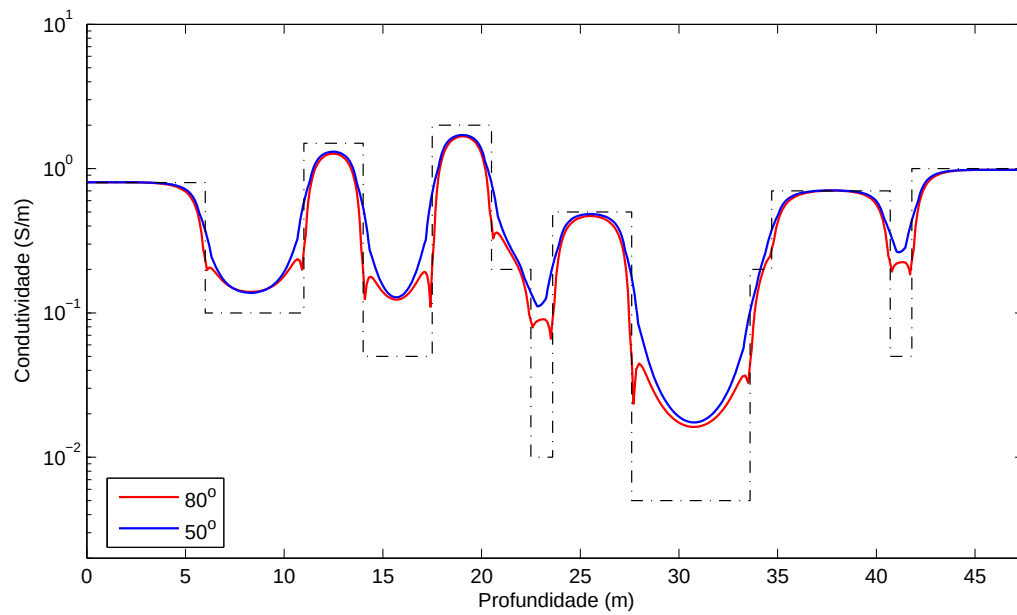


Figura 3.10: Resposta corrigida do arranjo coaxial para as inclinações 50° e 80° num meio com grandes contrastes de condutividade.

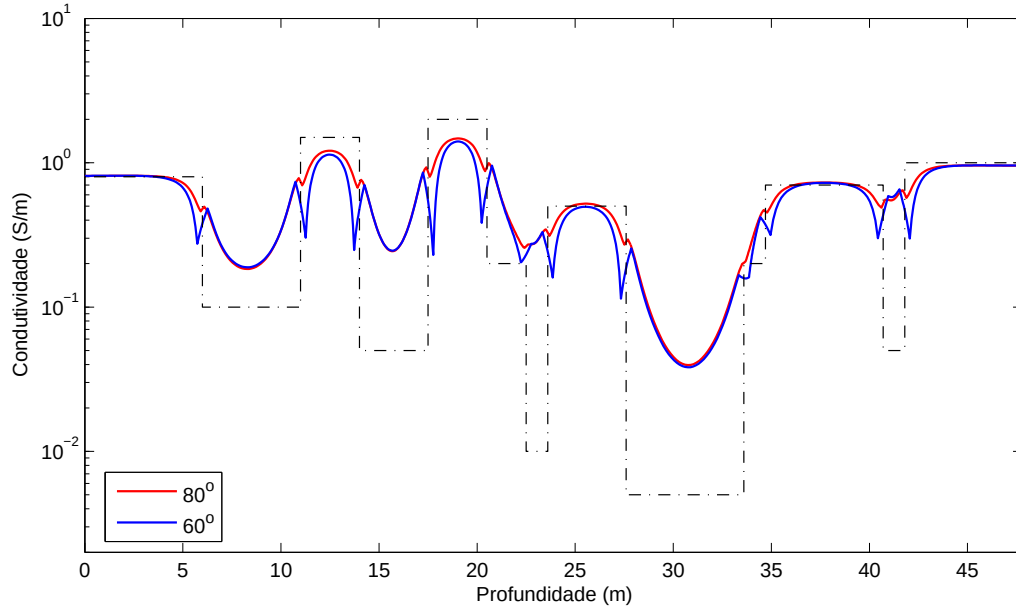


Figura 3.11: Resposta corrigida do arranjo coplanar para as inclinações 60° e 80° num meio com grandes contrastes de condutividade.

3.3 RESPOSTAS EM POÇOS HORIZONTAIS

Na perfilagem de poços horizontais os papéis se invertem com relação à perfilagem vertical no que diz respeito a fonte dos arranjos coaxial e coplanar, uma vez que a fonte do arranjo coaxial passa a ser um DMH e a do coplanar um DMV. Gianzero (1990), modelando com bobinas coaxiais, concluiu que em poços horizontais este arranjo é mais sensível a camadas adjacentes resistivas, pois as linhas de corrente induzidas no meio atravessam as camadas resistivas em série com as camadas condutivas. O autor descreve uma característica típica do dipolo magnético paralelo as interfaces do meio estratificado. Uma análise semelhante pode ser feita para o arranjo coplanar, entretanto, as camadas seriam atravessadas em paralelo pelas linhas de corrente. As equações (3.1) e (3.2) demonstram analiticamente essa inversão da natureza dos dipolos nos perfis verticais e horizontais.

Perfis horizontais não podem ser apresentados da forma convencional que se faz para perfis verticais e oblíquos, pois à medida que a sonda caminha no poço a profundidade vertical não muda. Então, são plotadas as respostas da sonda em diferentes posições do poço com relação à distância das interfaces. Desta maneira as Figuras de 3.12 a 3.20 são plotadas para modelos com duas e três camadas de folhelho ($\sigma = 1,0\text{S/m}$) e arenito ($\sigma = 0,05\text{S/m}$ e

$\sigma = 0,1\text{S/m}$) sendo que as espessuras das camadas intermediárias, nos modelos de três camadas, são $5L$, $2L$, L e $L/2$. Tais Figuras mostram que para o maior contraste de condutividade entre os meios adjacentes as respostas do arranjo coaxial, cuja fonte é um DMH, apresentam um efeito de polarização mais acentuado.

Os resultados dos perfis horizontais mostram que o arranjo coaxial continua fornecendo respostas melhores que o coplanar, pois além de apresentar uma melhor ajuste com o perfil quadratizado também propicia uma forte demarcação das interfaces o que não acontecia nos perfis verticais.

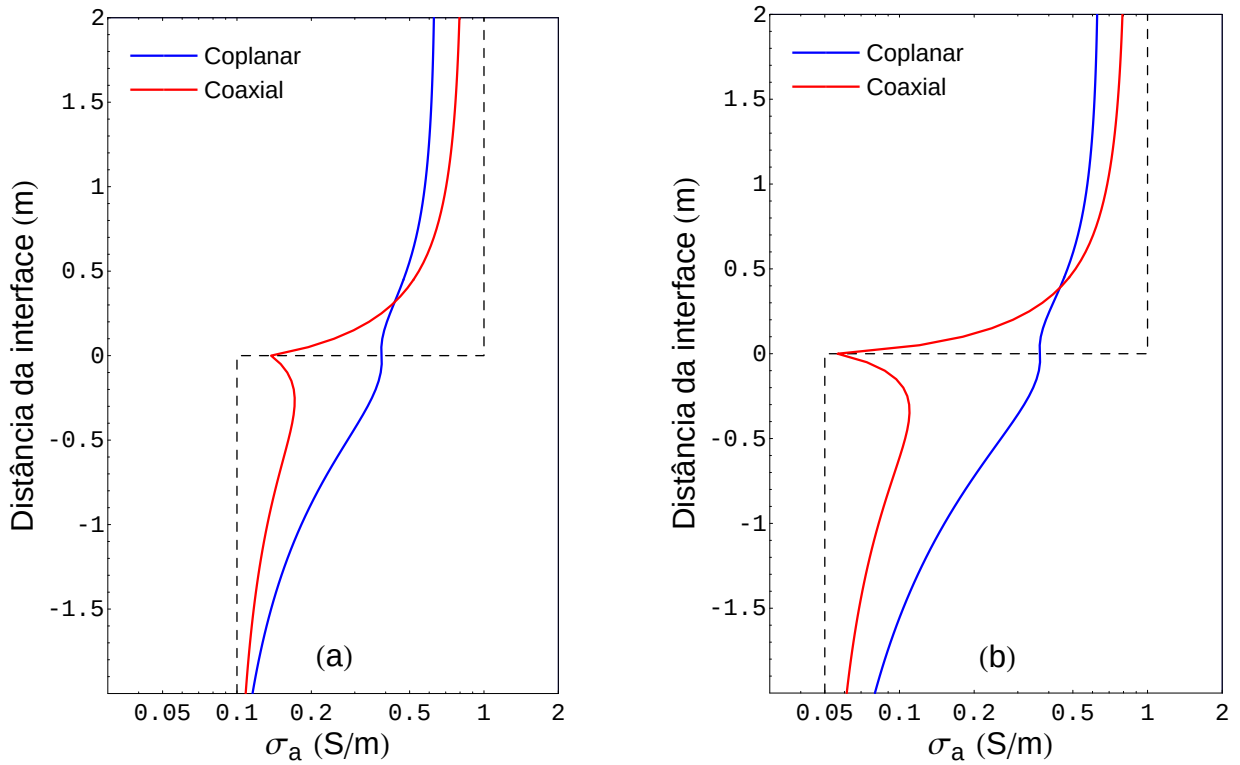


Figura 3.12: Perfis horizontais obtidos com os arranjos coaxial e coplanar ao longo de duas camadas. A camada menos condutiva assume os valores (a) $0,1\text{S/m}$ e (b) $0,05\text{S/m}$.

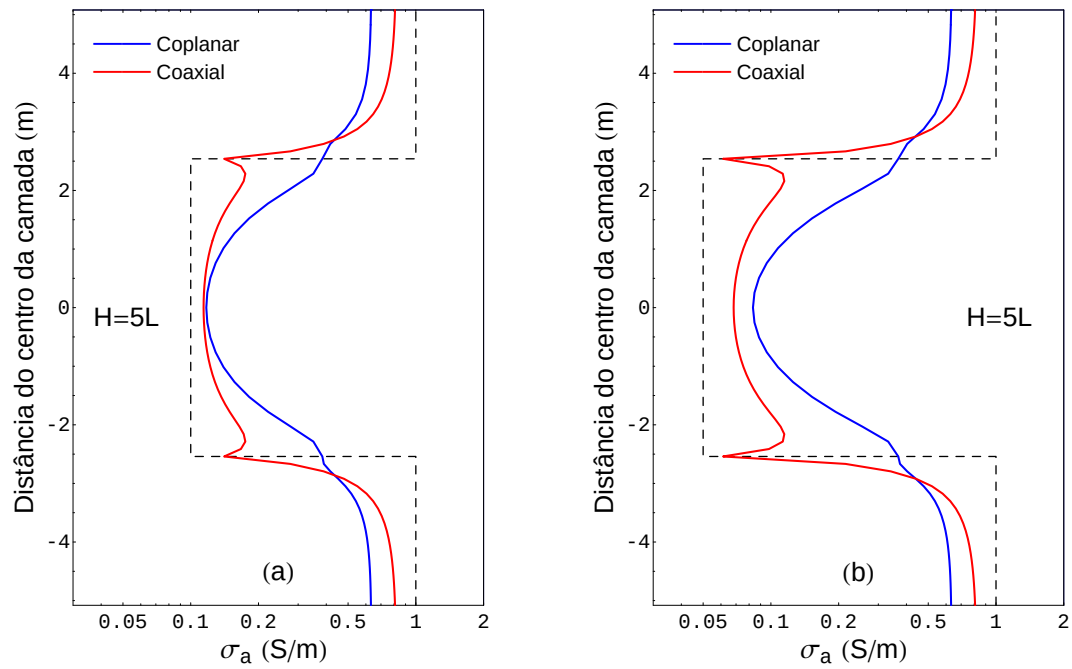


Figura 3.13: Perfis horizontais obtidos com os arranjos coaxial e coplanar ao longo de três camadas. A camada menos condutiva assume os valores (a) 0,1S/m e (b) 0,05S/m.

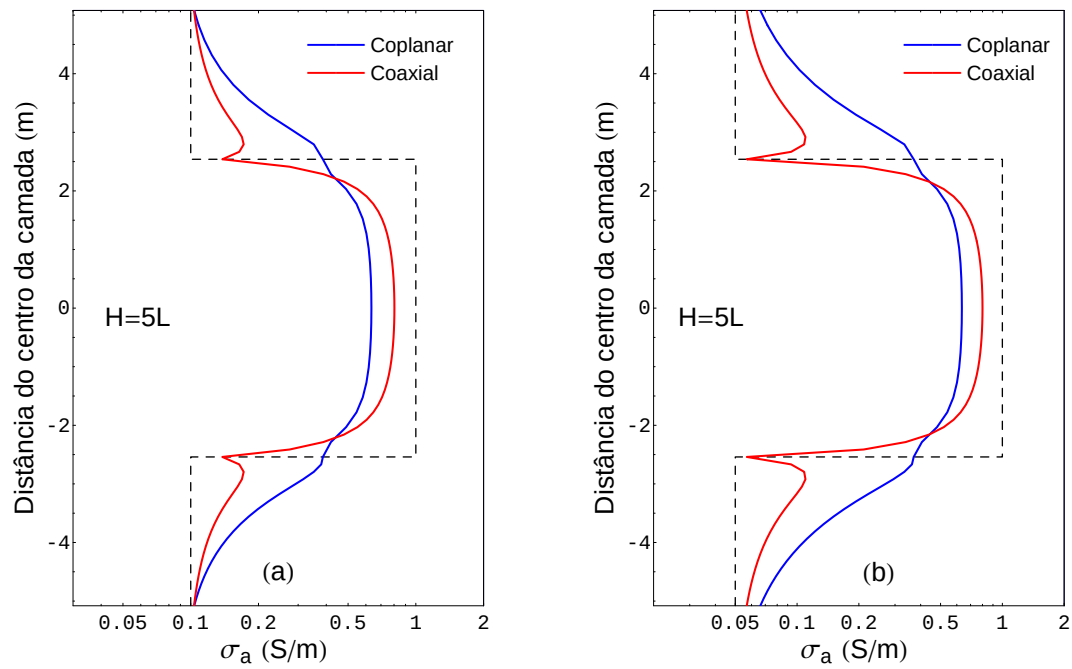


Figura 3.14: Perfis horizontais obtidos com os arranjos coaxial e coplanar ao longo de três camadas. As camadas de menor condutividade assumem os valores (a) 0,1S/m e (b) 0,05S/m.

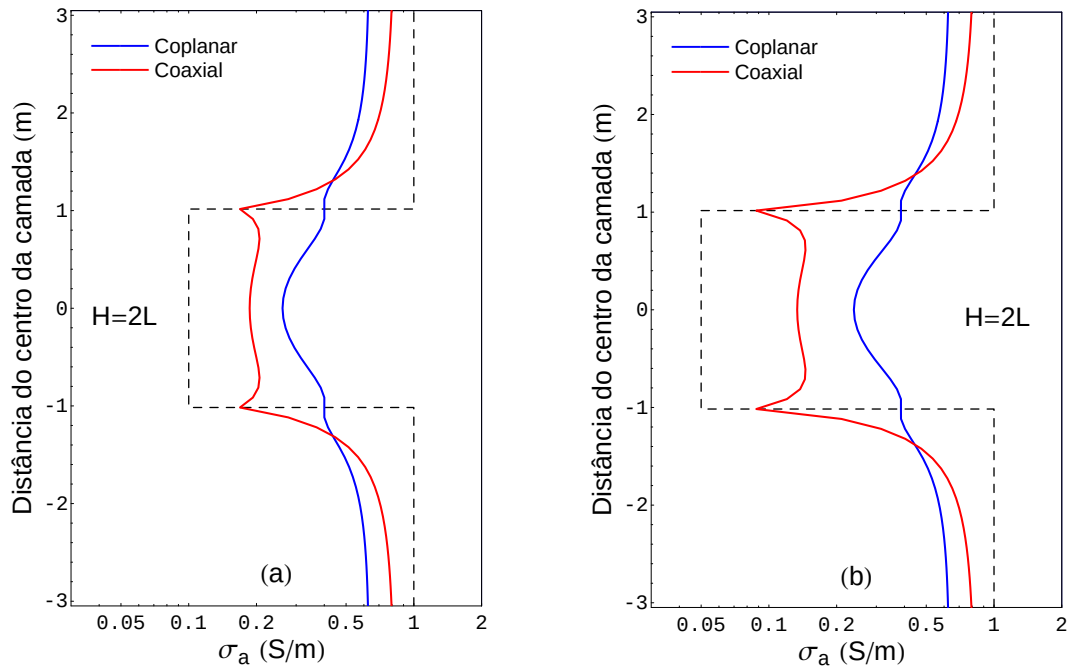


Figura 3.15: Perfis horizontais obtidos com os arranjos coaxial e coplanar ao longo de três camadas. A camada menos condutiva assume os valores (a) 0,1S/m e (b) 0,05S/m.

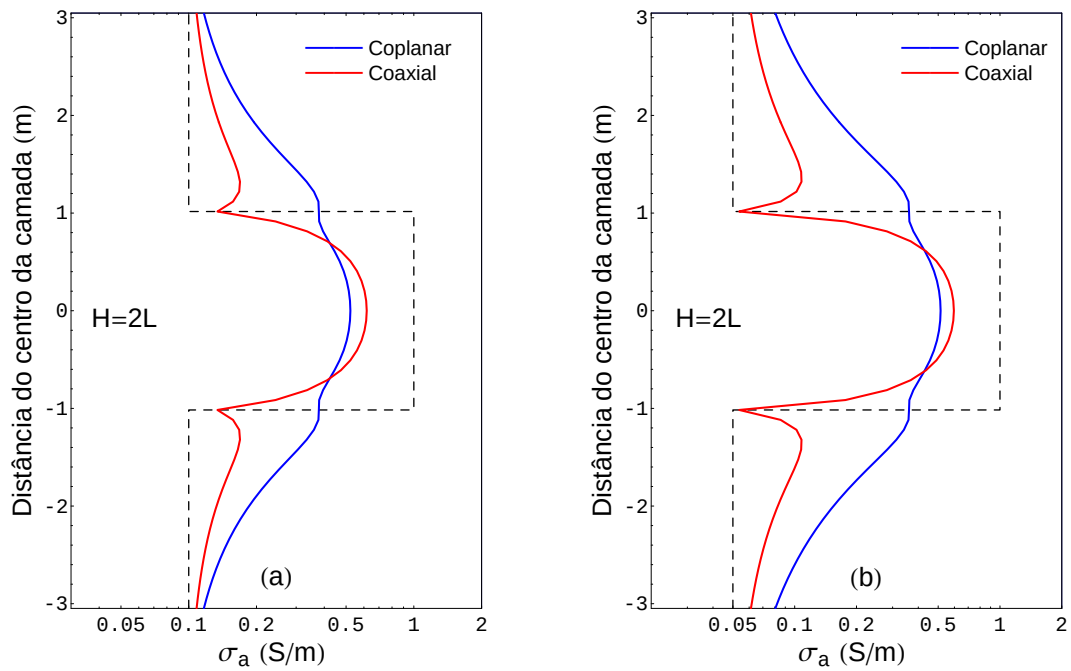


Figura 3.16: Perfis horizontais obtidos com os arranjos coaxial e coplanar ao longo de três camadas. As camadas de menor condutividade assumem os valores (a) 0,1S/m e (b) 0,05S/m.

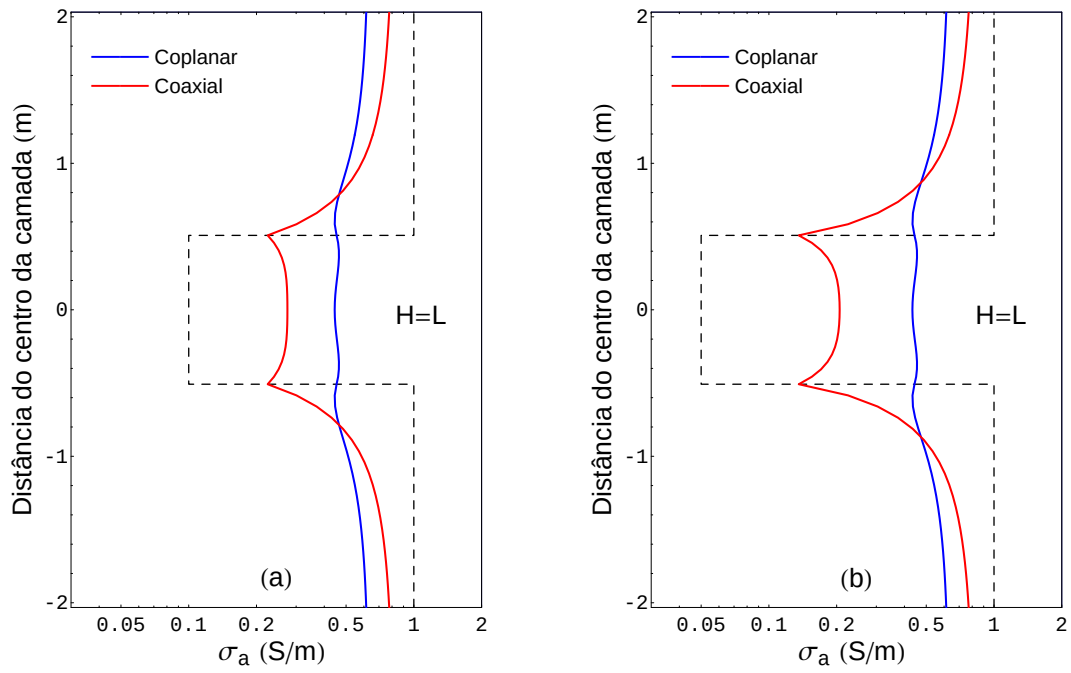


Figura 3.17: Perfis horizontais obtidos com os arranjos coaxial e coplanar ao longo de três camadas. A camada menos condutiva assume os valores (a) $0,1\text{S/m}$ e (b) $0,05\text{S/m}$.

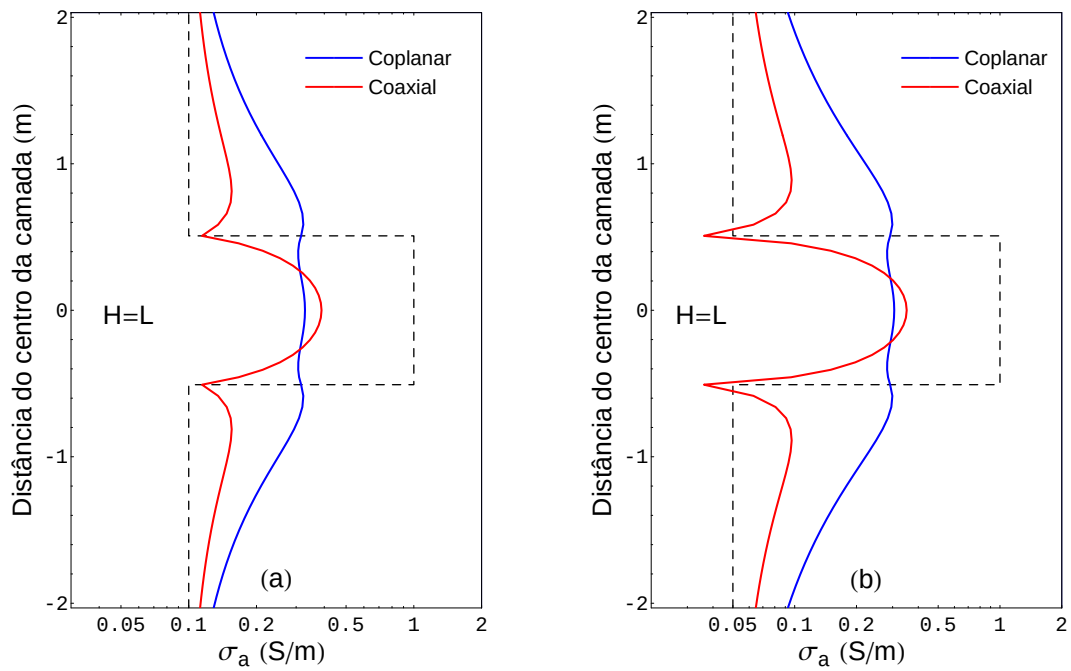


Figura 3.18: Perfis horizontais obtidos com os arranjos coaxial e coplanar ao longo de três camadas. As camadas de menor condutividade assumem os valores (a) $0,1\text{S/m}$ e (b) $0,05\text{S/m}$.

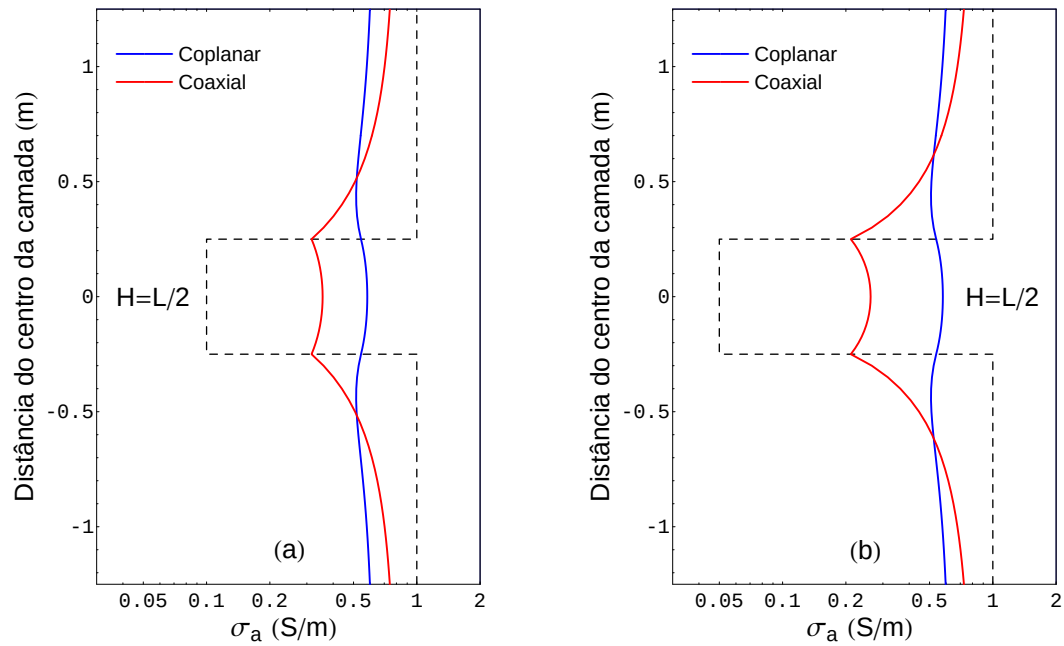


Figura 3.19: Perfis horizontais obtidos com os arranjos coaxial e coplanar ao longo de três camadas. A camada menos condutiva assume os valores (a) 0,1S/m e (b) 0,05S/m.

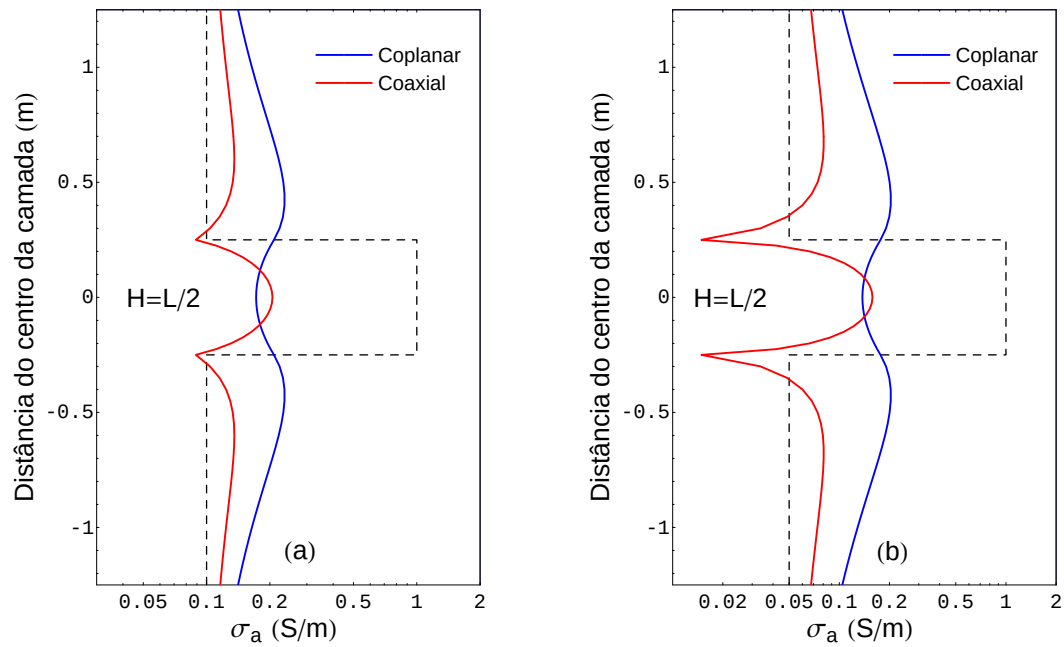


Figura 3.20: Perfis horizontais obtidos com os arranjos coaxial e coplanar ao longo de três camadas. As camadas de menor condutividade assumem os valores (a) 0,1S/m e (b) 0,05S/m.

3.4 PERFIS RADIAIS

A invasão de filtrado de lama em formações permo-porosas não tem geometria regular e muda com o tempo, entretanto, o efeito da invasão do filtrado de lama pode ser estudado por um modelo simplificado de invasão radial cuja teoria foi apresentada na seção (2.2) para o arranjo de bobinas coplanares.

A Figura 3.21 mostra que o sinal do dipolo transversal ao eixo do poço tem um decaimento maior que o sinal do dipolo vertical e que esse decaimento é maior para poços com lama condutiva. Esta é uma desvantagem do arranjo coplanar, pois sua resposta traz uma grande contribuição do poço devido a grande intensidade das correntes axiais associadas ao modo TM. Esta forte influência do poço deve ser compreendida e então minimizada sem degradação da resposta da formação. Homan et al. (2003) conseguiu uma grande redução do efeito de poço em teste experimentais de laboratório (*tank modelinig*).

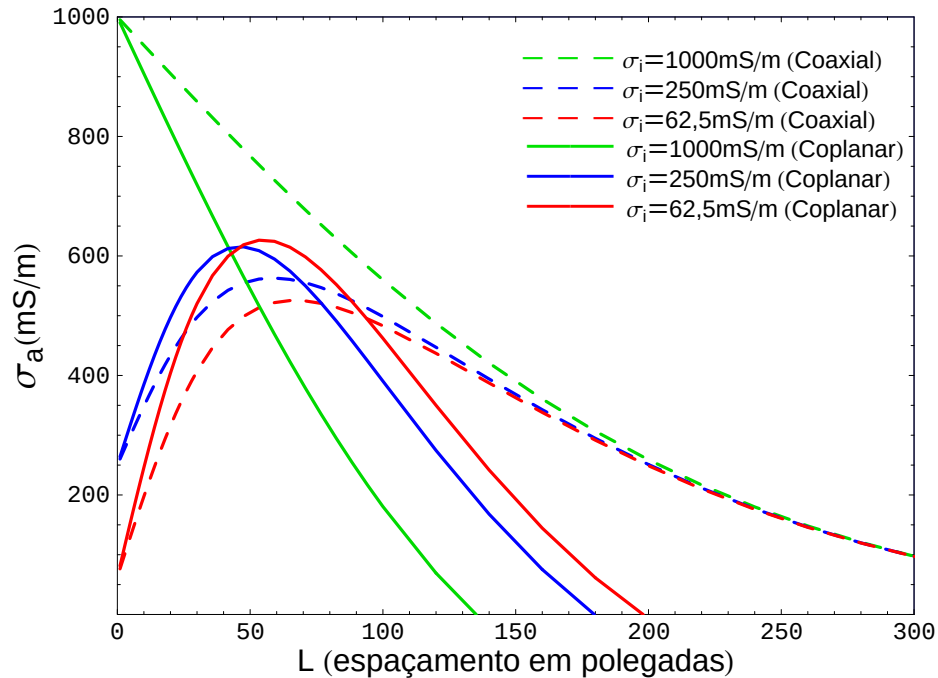


Figura 3.21: Perfis radiais dos arranjos coplanar e coaxial para um modelo que simula uma frente de invasão de diâmetro $D_i = 2,032\text{m}$ (80in) numa formação de condutividade 1000mS/m . Fonte: (Adaptado de MORAN; KUNZ, 1962).

A Figura 3.22 mostra a resposta radial dos arranjos coplanar e coaxial para uma camada de espessura infinita composta de uma ou duas cascas cilíndricas. O perfil de condutividade aparente é normalizado pela condutividade aparente da formação (meio homogêneo). Algumas dessas respostas podem ser adotadas para um modelo onde se supõe a formação de *annulus* próximo ao poço. A grande discrepância entre a salinidade da água da formação e o filtrado de lama é a responsável pela detecção dessa região que possui alta condutividade. Este *annulus* suprime a sensibilidade de correntes eletromagnéticas de indução a detectar a saturação de gás ou óleo na zona virgem (TORRES-VERDÍN et al., 2004).

Com base no que foi exposto nesta seção pode-se concluir que mesmo apresentando um forte decaimento do sinal em regiões condutivas, o arranjo coplanar pode ser uma importante ferramenta auxiliar na demarcação das frentes de invasão devido à polarização elétrica das interfaces cilíndricas bem como um forte indicador das zonas de *annulus*, pois o referido arranjo é mais sensível a estas zonas do que o arranjo coaxial.

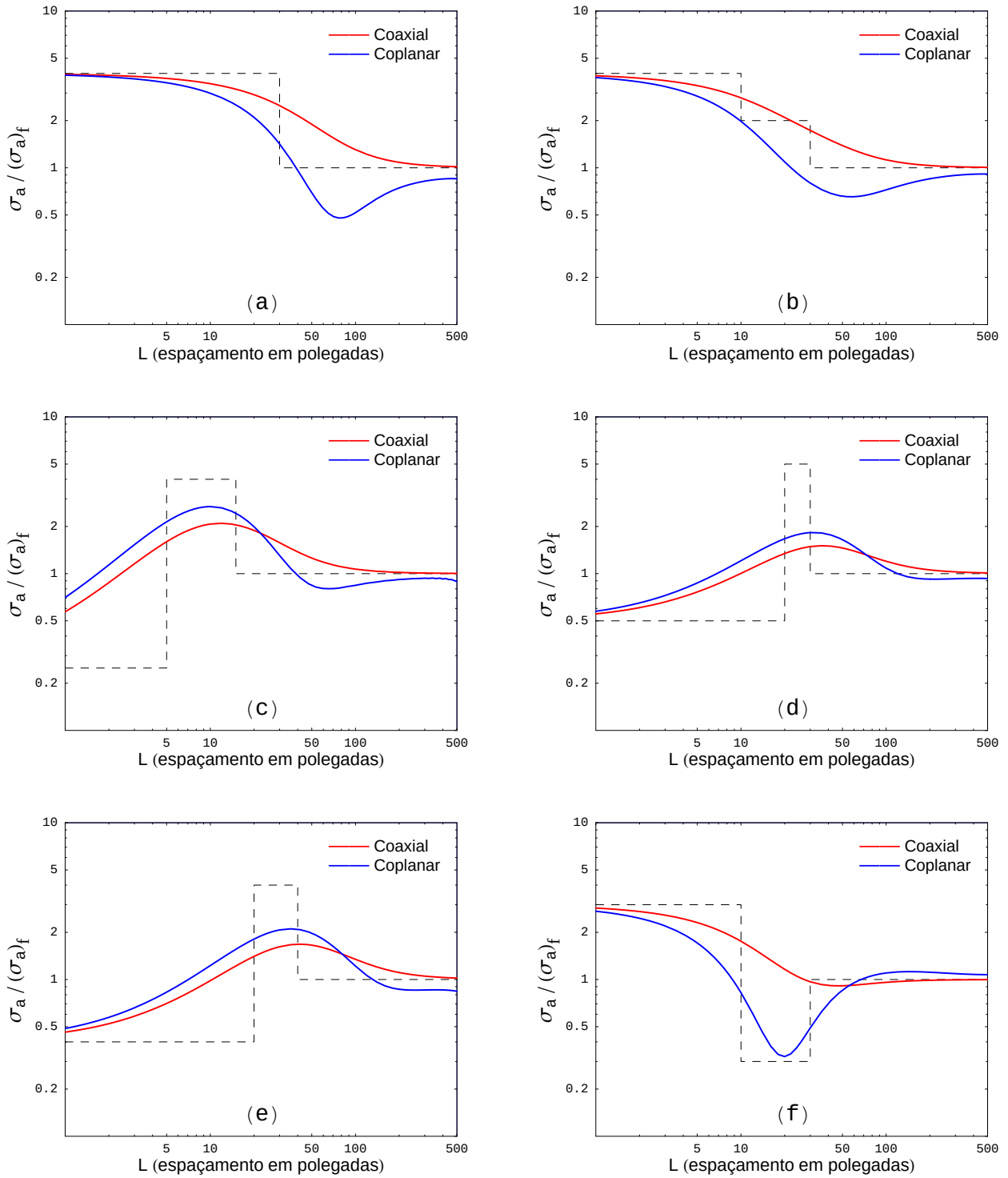


Figura 3.22: Perfis de condutividade aparente normalizados pela condutividade aparente da formação (meio homogêneo) para os modelos: (a) frente de invasão e zona virgem; (b) zona de transição entre as zonas lavada e virgem; (c), (d) e (e) região de *annulus* entre as zonas lavada e virgem; (f) região hipotética de condutividade menor que as zonas lavada e virgem.

4 BOBINA CIRCULAR

Neste capítulo será apresentada uma solução analítica para a bobina circular de eixo paralelo à direção das interfaces de um meio estratificado horizontal. O modelo é o mesmo apresentado na Figura 2.1, no entanto, o transmissor é um loop vertical de dimensão finita. Este problema pode ser resolvido através do potencial vetor $\mathbf{A}$ de Schelkunoff que satisfaz a equação de Helmholtz

$$\nabla^2 \mathbf{A} + k^2 \mathbf{A} = -\mathbf{J}_e \quad (4.1)$$

e os campos elétrico e magnético no domínio da frequência são obtidos por

$$\begin{aligned} \mathbf{H} &= \nabla \times \mathbf{A} , \\ \mathbf{E} &= -\hat{z}\mathbf{A} + \frac{1}{j} \nabla (\nabla \cdot \mathbf{A}) . \end{aligned} \quad (4.2)$$

A densidade de corrente elétrica na bobina é dada por,

$$\mathbf{J}_e = \mathbf{i}_\varphi I(\omega) n_t \delta(x) \delta(\rho - a_t).$$

Portanto, a equação 4.1 é definida, em coordenadas cartesianas, pelas equações da onda para as componentes y e z do potencial, o que resulta em,

$$\nabla^2 A_y + k^2 A_y = \cos \varphi a_t I(\omega) n_t \delta(x) \delta(y - a_t \sin \varphi) \delta(z - a_t \cos \varphi) \quad (4.3)$$

$$\nabla^2 A_z + k^2 A_z = -\sin \varphi a_t I(\omega) n_t \delta(x) \delta(y - a_t \sin \varphi) \delta(z - a_t \cos \varphi). \quad (4.4)$$

A solução da equação (4.3) no domínio (k_x, k_y, z) sendo fixado o ângulo φ , é

$$\hat{A}_y^\varphi(k_x, k_y, z) = -\frac{\cos \varphi a_t I(\omega) n_t}{2u} e^{-ik_y a_t \sin \varphi} e^{-u|z - a_t \cos \varphi|}$$

ou

$$\hat{A}_y^\varphi(k_x, k_y, z) = \begin{cases} -\frac{\cos \varphi a_t I(\omega) n_t}{2u} e^{-ik_y a_t \sin \varphi + u a_t \cos \varphi} e^{-uz} , & z > 0, \\ -\frac{\cos \varphi a_t I(\omega) n_t}{2u} e^{-ik_y a_t \sin \varphi - u a_t \cos \varphi} e^{uz} , & z < 0, \end{cases}$$

analogamente, obtém-se a solução da equação (4.4) para φ fixo, como

$$\hat{A}_z^\varphi(k_x, k_y, z) = \begin{cases} \frac{\sin \varphi a_t I(\omega) n_t}{2u} e^{-ik_y a_t \sin \varphi + u a_t \cos \varphi} e^{-uz} , & z > 0, \\ \frac{\sin \varphi a_t I(\omega) n_t}{2u} e^{-ik_y a_t \sin \varphi - u a_t \cos \varphi} e^{uz} , & z < 0. \end{cases}$$

Os potenciais totais do loop são dados pelas integrais,

$$\hat{A}_y = \int_0^{2\pi} \hat{A}_y^\varphi d\varphi \quad \text{e} \quad \hat{A}_z = \int_0^{2\pi} \hat{A}_z^\varphi d\varphi.$$

Então, usando as relações

$$\int_0^{2\pi} \cos \varphi e^{-ik_y a_t \sin \varphi \pm u a_t \cos \varphi} d\varphi = \mp i 2\pi u \frac{J_1(i a_t v)}{v}$$

e

$$\int_0^{2\pi} \sin \varphi e^{-ik_y a_t \sin \varphi \pm u a_t \cos \varphi} d\varphi = -2\pi k_y \frac{J_1(i a_t v)}{v},$$

onde $v = (k_x^2 - k^2)^{1/2}$, obtém-se as soluções dos potenciais para um meio homogêneo,

$$\hat{A}_y(k_x, k_y, z) = \begin{cases} i \pi a_t^2 I(\omega) n_t \frac{J_1(i a_t v)}{a_t v} e^{-uz}, & z > 0, \\ -i \pi a_t^2 I(\omega) n_t \frac{J_1(i a_t v)}{a_t v} e^{uz}, & z < 0, \end{cases}$$

e

$$\hat{A}_z(k_x, k_y, z) = \begin{cases} -\pi a_t^2 I(\omega) n_t k_y \frac{J_1(i a_t v)}{a_t v} \frac{e^{-uz}}{u}, & z > 0, \\ -\pi a_t^2 I(\omega) n_t k_y \frac{J_1(i a_t v)}{a_t v} \frac{e^{uz}}{u}, & z < 0. \end{cases}$$

Substituindo estas soluções nas equações

$$\hat{H}_z = i k_x \hat{A}_y \quad \text{e} \quad \hat{E}_z = -\hat{z} \hat{A}_z,$$

obtidas através de (4.2), e então, substituindo o resultado nas equações (2.10) e (2.11), defini-se os potenciais incidentes para os modos TE e TM. Considerando ainda que a fonte esteja deslocada da origem em z , resulta,

$$\hat{A}_z^{inc}(k_x, k_y, z) = \begin{cases} -k^2 \pi a_t^2 I(\omega) n_t \frac{k_y}{k_x^2 + k_y^2} \frac{J_1(i a_t v)}{a_t v} \frac{e^{-u(z-z_t)}}{u}, & (z - z_t) > 0, \\ -k^2 \pi a_t^2 I(\omega) n_t \frac{k_y}{k_x^2 + k_y^2} \frac{J_1(i a_t v)}{a_t v} \frac{e^{u(z-z_t)}}{u}, & (z - z_t) < 0, \end{cases} \quad (4.5)$$

e

$$\hat{F}_z^{inc}(k_x, k_y, z) = \begin{cases} -\hat{z} \pi a_t^2 I(\omega) n_t \frac{k_x}{k_x^2 + k_y^2} \frac{J_1(i a_t v)}{a_t v} e^{-u(z-z_t)}, & (z - z_t) > 0, \\ \hat{z} \pi a_t^2 I(\omega) n_t \frac{k_x}{k_x^2 + k_y^2} \frac{J_1(i a_t v)}{a_t v} e^{u(z-z_t)}, & (z - z_t) < 0. \end{cases} \quad (4.6)$$

É importante observar que tomando $\lim_{a_t \rightarrow 0} \frac{J_1(ia_tv)}{ia_tv} = \frac{1}{2}$, as equações (4.5) e (4.6) se reduzem, respectivamente, às equações (2.13) e (2.14) do dipolo.

De posse dos potenciais incidentes serão definidas as equações dos potenciais para uma camada j que contenha a fonte e o sensor, tal como foi feito na seção 2.1. Os coeficientes de transmissão e reflexão também serão obtidos pelo mesmo procedimento. Assim, das equações (2.11) e (2.10) tem-se,

$$\hat{H}_x^{TE} = \frac{ik_x}{\hat{z}_j} \frac{\partial \hat{F}_z^{(j)}}{\partial z} \quad \text{e} \quad \hat{H}_x^{TM} = ik_y \hat{A}_z^{(j)},$$

o que resulta em,

$$\hat{H}_x^{TE} = \frac{ik_x}{\hat{z}_j} u_j F_j \left(e^{u_j(z-z_j)} - R_{TE}^{(j)} e^{-u_j(z-z_j)} - R_{TE}^{(j+1)} e^{u_j(z-z_j-2h_2)} \right) \quad (4.7)$$

e

$$\hat{H}_x^{TM} = ik_y A_j \left(e^{u_j(z-z_j)} + R_{TM}^{(j)} e^{-u_j(z-z_j)} + R_{TM}^{(j+1)} e^{u_j(z-z_j-2h_2)} \right), \quad (4.8)$$

onde,

$$F_j = \hat{z}_j \pi a_t^2 I(\omega) n_t \frac{k_x}{k_x^2 + k_y^2} \frac{J_1(ia_tv_j)}{a_tv_j} e^{-u_j h_1}$$

e

$$A_j = -k_j^2 \pi a_t^2 I(\omega) n_t \frac{k_y}{k_x^2 + k_y^2} \frac{J_1(ia_tv_j)}{a_tv_j} \frac{e^{-uh_1}}{u}.$$

Aplicando a transformada inversa de Fourier à equação (4.7) obtém-se,

$$H_x^{TE} = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \hat{H}_x^{TE} e^{ik_x x} e^{ik_y y} dk_x dk_y.$$

Então, a voltagem induzida no loop receptor, de raio a_r e número de espiras n_t , é dada por,

$$V_{TE} = -i\omega \mu n_r \int_0^{a_r} \int_0^{2\pi} H_x^{TE} \rho d\varphi d\rho,$$

que utilizando a relação

$$\int_0^{a_r} \int_0^{2\pi} e^{ik_y \rho \cos \varphi \pm u_j \rho \sin \varphi} \rho d\varphi d\rho = 2\pi a_t^2 \frac{J_1(ia_tv_j)}{ia_tv_j},$$

onde $y = \rho \cos \varphi$ e $z = \rho \sin \varphi$, fica

$$V_{TE} = \frac{4iLK^{cp}}{\omega \mu \pi} \int_0^{\infty} K_{TE}(k_r) \int_0^{2\pi} \cos^2 \psi \left(\frac{J_1(ia_tv_j)}{ia_tv_j} \right)^2 e^{ixk_r \cos \psi} d\psi dk_r. \quad (4.9)$$

Nesta expressão K^{cp} é a constante ferramental apresentada na equação (2.24) para o arranjo coplanar, L a distância fonte-sensor e

$$K_{TE}(k_r) = k_r u_j \left(e^{u_j(z_r - z_j - h_1)} - R_{TE}^{(j)} e^{-u_j(z_r - z_j + h_1)} - R_{TE}^{(j+1)} e^{u_j(z_r - z_j - h_1 - 2h_2)} \right),$$

em que z_r é a coordenada z do centro da bobina receptora.

Deve-se considerar ainda, que para se obter a equação (4.9) a dupla transformada e de Fourier foi escrita na forma cilíndrica, portanto, $k_x = k_r \cos \psi$ e $k_y = k_r \sin \psi$.

Por um procedimento análogo, obtém-se a *fem* induzido no loop receptor devido a componente H_x do modo TM,

$$V_{TM} = \frac{-4iL K^{cp} k_j^2}{\omega \mu \pi} \int_0^\infty K_{TM}(k_r) \int_0^{2\pi} \sin^2 \psi \left(\frac{J_1(i a_t v_j)}{i a_t v_j} \right)^2 e^{i x k_r \cos \psi} d\psi dk_r, \quad (4.10)$$

em que,

$$K_{TM}(k_r) = \frac{k_r}{u_j} \left(e^{u_j(z_r - z_j - h_1)} + R_{TM}^{(j)} e^{-u_j(z_r - z_j + h_1)} + R_{TM}^{(j+1)} e^{u_j(z_r - z_j - h_1 - 2h_2)} \right).$$

Portanto, o potencial total induzido na bobina receptora é a soma dos resultados obtidos nas equações (4.9) e (4.10), e condutividade aparente é definida pela equação (2.23). Isto, conclui a análise do loop vertical para uma camada j . O mesmo procedimento pode ser adotado para obtenção das respostas das bobinas transmissora e receptora em outras posições ao longo do perfil.

A solução das equações do loop é um pouco mais complicada do que a do dipolo, uma vez que é necessário resolver uma integral numérica bi-dimensional (HOWARD, 1997).

Os perfis com o loop apresentam uma particularidade, pois quando o loop transmissor ou receptor atravessa uma das interfaces do meio estratificado o mesmo se encontra parcialmente contido em camadas distintas. Neste caso, o potencial induzido no loop receptor será a soma dos potenciais obtidos nas regiões do receptor que estão contidas em camadas diferentes. A Figura 4.1 apresenta para os perfis com loop duas respostas, uma onde transmissor e receptor "saltam" as interfaces e outra em que eles atravessam de forma gradual tais interfaces. Estas respostas são comparadas com a resposta do dipolo.

A Figura 4.2 demonstra a resposta da bobina coplanar para o perfil quadratizado apresentado na Figura 3.1. Observa-se que a resposta deste perfil é semelhante a do dipolo,

isto porque a separação fonte-sensor é bem maior que o raio do loop. Aqui, a distância fonte-sensor é $L = 1,016\text{m}$ e o raio do loop $a_t = a_r = 0,0635\text{m}$, além disso, os resultados são obtidos para uma frequência $f = 20\text{kHz}$.

Os resultados mostram que em concordância com as medidas do raio e separação das bobinas comumente usadas na perfilagem de indução, o modelo teórico de loops coplanares fornece perfis de camadas espessas idênticos aos obtidos com o dipolo o que apenas reforça a simplificação adotada para este último modelo. Contudo, a passagem do loop vertical nas interfaces constituiu uma importante característica dos perfis 1D do arranjo coplanar. Os perfis da Figura 4.1 sugerem que quanto maior o raio da bobina maior será a suavização do efeito de polarização, também pode-se presumir que os perfis de forma poligonal obtidos para seqüências de camadas finas apresentados nas Figuras 3.5 e 3.6 seriam suavizados se fossem obtidos com o loop pois quanto menor a espessura das camadas maior a suavização da polarização.

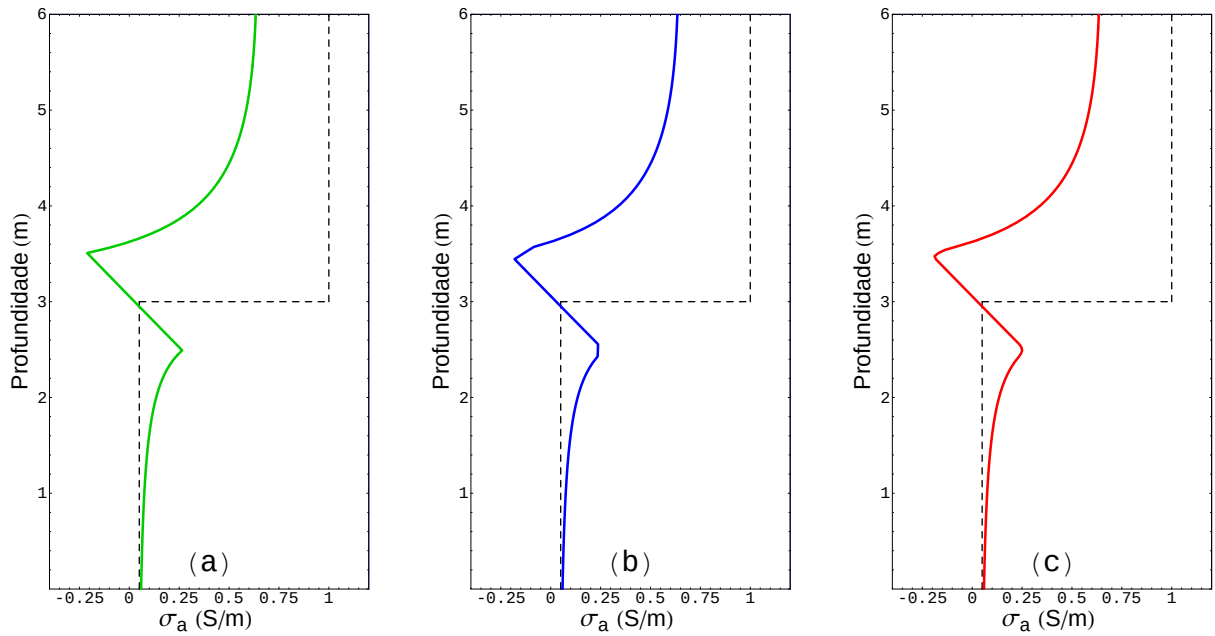


Figura 4.1: Comparação entre as respostas do arranjo coplanar em dois semiespaços para a fonte como (a) dipolo, (b) loop “saltando” a interface e (c) loop atravessando a interface.

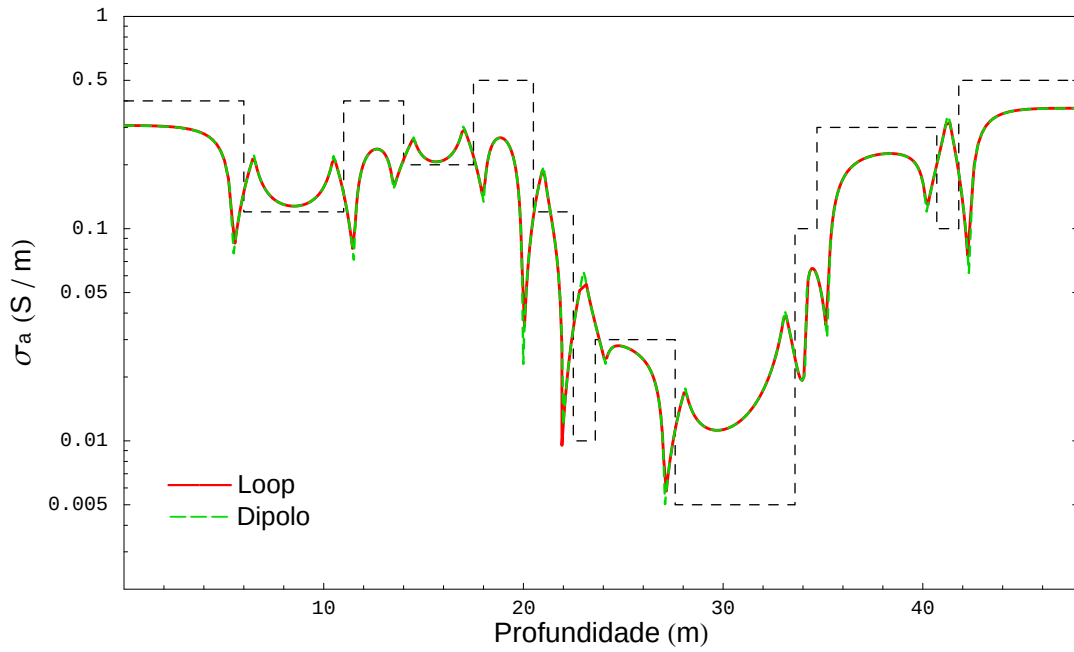


Figura 4.2: Respostas do arranjo coplanar com a fonte do tipo loop e dipolo numa sequência de camadas com espessuras maiores que a distância fonte-sensor.

5 INDUÇÃO TRIAXIAL E ANISOTROPIA MACROSCÓPICA

5.1 APRESENTAÇÃO DO PROBLEMA

Uma porcentagem significativa das reservas estimadas de hidrocarboneto no mundo está contida em formações laminadas de folhelho e arenito encontradas tipicamente em turbiditos. A avaliação de reservas de hidrocarboneto nestas formações foi um desafio para os petrofísicos. Os estudos estatísticos recentes revelam que os turbiditos estão num estágio imaturo da exploração global e terão um papel econômico importante no futuro da exploração e produção de hidrocarbonetos. As principais regiões de exploração em águas profundas apresentam estes tipos de formações: a costa ocidental da África, o Mar do Norte, o Golfo do México e as bacias sedimentares marginais da costa brasileira (FANINI et al., 2001).

Quando a formação é constituída por uma sequência de camadas finamente laminadas que apresentam contrastes de resistividade, tais como as formações laminadas de folhelho e arenito, a mesma pode ser caracterizada como um meio anisotrópico. Neste caso a anisotropia elétrica é referida como anisotropia macroscópica.

As ferramentas convencionais de indução apresentam transmissores e receptores com eixos alinhados e paralelos ao eixo do poço. Conseqüentemente, em poços verticais as medidas dessas sondas para seqüências de folhelho e areia com óleo são mais sensíveis à baixa resistividade do folhelho. Isto resulta do fluxo dominante de correntes elétricas na horizontal que ocorre principalmente através das formações com baixa resistividade como o folhelho (Figura 5.1a), dessa forma a resistividade horizontal é medida podendo conduzir a uma baixa estimativa da saturação de óleo nas lâminas de areia. A sonda de indução triaxial fornece medidas diretas das resistividades horizontais e verticais permitindo uma melhor avaliação petrofísica do volume de hidrocarboneto aprisionado em formações finamente laminadas de arenito alternado com folhelho.

A sonda de indução triaxial é composta por três bobinas transmissoras ortogonais entre si e, igualmente, três bobinas receptoras ortogonais entre si. Este dispositivo de indução mede a componente do campo magnético paralela ao eixo do poço H_{zz} através do arranjo coaxial e as componentes do campo magnético perpendiculares ao eixo do poço H_{xx} e H_{yy} obtidas pelos arranjos coplanares, respectivamente, orientados nas direções x e y .

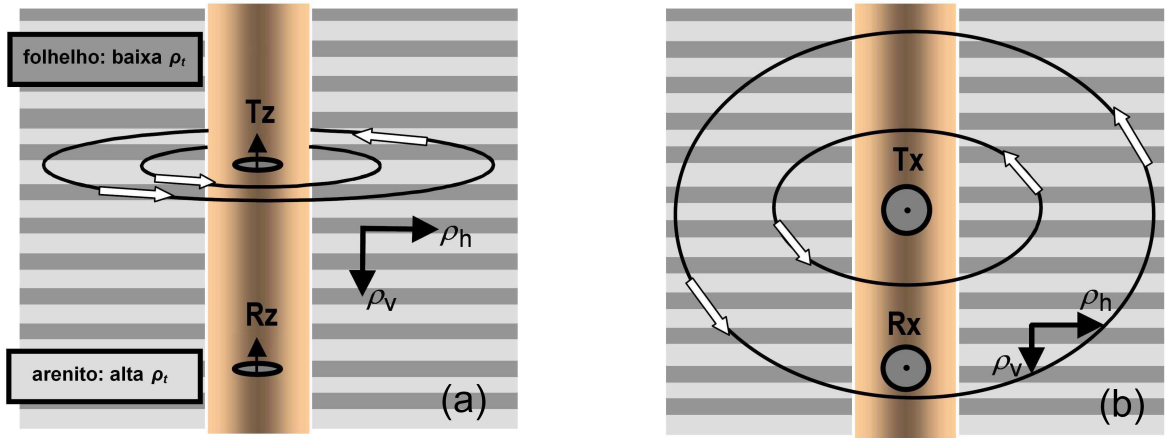


Figura 5.1: Representação das correntes induzidas num poço vertical: (a) arranjo coaxial e (b) arranjo coplanar. Fonte: (Fanini et al., 2001).

A ferramenta triaxial pode fornecer mais seis componentes do campo magnético devido aos arranjos de acoplamento nulo. A *Baker Atlas* propôs inicialmente uma ferramenta que mede cinco componente do campo magnético, H_{xx} , H_{yy} , H_{zz} , H_{xy} , H_{xz} , e a *Schlumberger*, posteriormente, desenvolveu um dispositivo que mede as nove componentes do campo magnético (WANG et al., 2003). Para um modelo geral de uma estrutura geológica 3D constituída por formações anisotrópicas as nove configurações transmissor-receptor são únicas. Entretanto, para um meio transversalmente isotrópico apenas seis das nove componentes são únicas, isto porque três componentes de acoplamento nulo se repetem devido a reciprocidade das disposições dos transmissores e receptores. Lu e Alumbaugh (2001) trabalhando com modelos 1D inversos, mostraram que as componentes de acoplamento nulo são essenciais apenas para a definição dos ângulos de rotação da sonda triaxial no poço.

Neste capítulo as bobinas transmissoras são consideradas dipolos magnéticos. Como foi mencionado na seção 3.3 as correntes induzidas por um DMH num meio estratificado horizontal, em analogia com os circuitos elétricos, atravessam as camadas como resistências em série e as correntes induzidas pelo DMV atravessam as camadas como resistências em paralelo. Portanto, numa formação laminada de folhelho e arenito, frequentemente, a medida de resistividade horizontal tem grande influência da baixa resistividade do folhelho enquanto a resistividade vertical é predominantemente determinada pela elevada resistividade das lâminas de arenito preenchidas com hidrocarbonetos.

De acordo com o que foi exposto acima, para formações laminadas de folhelho e arenito, as resistividades horizontal e vertical são, respectivamente, definidas por

$$\begin{aligned}\rho_h &= \left(\frac{V_f}{\rho_f} + \frac{V_a}{\rho_a} \right)^{-1} \\ \rho_v &= V_f \rho_f + V_a \rho_a ,\end{aligned}\tag{5.1}$$

onde, ρ_f é a resistividade do folhelho, ρ_a a resistividade do arenito, V_f o volume percentual de folhelho na formação e V_a volume percentual de arenito na formação.

5.2 RESULTADOS

Os resultados apresentados aqui foram obtidos segundo o modelo do dipolo exposto no Capítulo 2 e complementado na seção 3.2 para perfis oblíquos. O espaçamento fonte-sensor é $L = 1,016\text{m}$ (40in) e a frequência adotada é de 20kHz.

Vale ressaltar que para os perfis oblíquos o eixo do poço está sempre no plano xz . Isto é importante na avaliação da orientação geométrica dos arranjos coplanares. O arranjo coplanar orientado na direção x será denominado coplanar(xx) e, da mesma forma defini-se o arranjo coplanar(yy) para direção y .

As Figuras de 5.2 a 5.7 ilustram as resposta dos arranjos de bobinas coaxial e coplanar da sonda triaxial para uma seqüência de camadas finas de folhelho ($1,25\Omega\cdot\text{m}$) e arenito ($25\Omega\cdot\text{m}$) de mesma espessura.

Em reservatórios de turbiditos é comum a formação de lâminas de arenito silicificado, assim perfis para seqüências laminadas de folhelho, arenito e arenito moderadamente silicificado de resistividades $2\Omega\cdot\text{m}$, $25\Omega\cdot\text{m}$ e $50\Omega\cdot\text{m}$, respectivamente, são demonstrados nas Figuras de 5.8 a 5.13. Este modelo também apresenta camadas de mesma espessura.

As Figuras de 5.14 a 5.19 mostram as resposta dos arranjos de bobinas coaxial e coplanar da sonda triaxial para uma seqüência laminada de folhelho ($1,25\Omega\cdot\text{m}$) e arenito ($25\Omega\cdot\text{m}$) com espessura alternando entre 12,7cm e 6,35cm. É importante observar nestes resultados que a média de resistividade aparente do pacote laminado é maior para o modelo com maior quantidade de arenito, sendo a situação inversa também verdadeira.

Para formações laminadas a resistividade vertical é sempre maior que a resistividade horizontal, isto é facilmente observado nestes primeiros resultados. No caso das respostas do

arranjo coaxial com o aumento da inclinação do poço aumenta a influência da componente horizontal do dipolo e conseqüentemente o valor da resistividade medida é maior. Para o arranjo coplanar(xx) ocorre o inverso com o aumento da inclinação aumenta a influência da componente vertical do dipolo o que acarreta em valores de resistividade mais baixos. O arranjo coplanar(yy) é sempre definido pelo DMH, entretanto a medida que a inclinação aumenta o número de camadas entre a fonte e o sensor diminui, este é o principal fato que justifica a redução da resistividade com o aumento da inclinação.

Como foi demonstrado no Capítulo 4 ocorre uma suavização do sinal na transição entre as camadas devido a dimensão do loop, portanto fazendo uma comparação entre o diâmetro da bobina, normalmente usado na perfilagem de indução ($D = 12,7\text{cm}$ ou 5in), e as espessuras das camadas finas possivelmente ter-se-ia uma boa suavização das respostas demonstradas.

Um outro fato a se destacar nos modelos já apresentados é a existência de zonas de transição linear entre os meios adjacentes e a formação laminada suavizando o efeito de polarização nos arranjos coplanares.

Os resultados apresentados nas Figuras 5.20 e 5.21 foram obtidos para uma seqüência de 123 lâminas alternadas de folhelho ($1\Omega\cdot\text{m}$) e arenito ($10\Omega\cdot\text{m}$) com espessura de $3,175\text{cm}$. Os valores das resistividades vertical e horizontal da formação laminada que são definidos nos perfis quadratizado foram obtidos através das equações em (5.1).

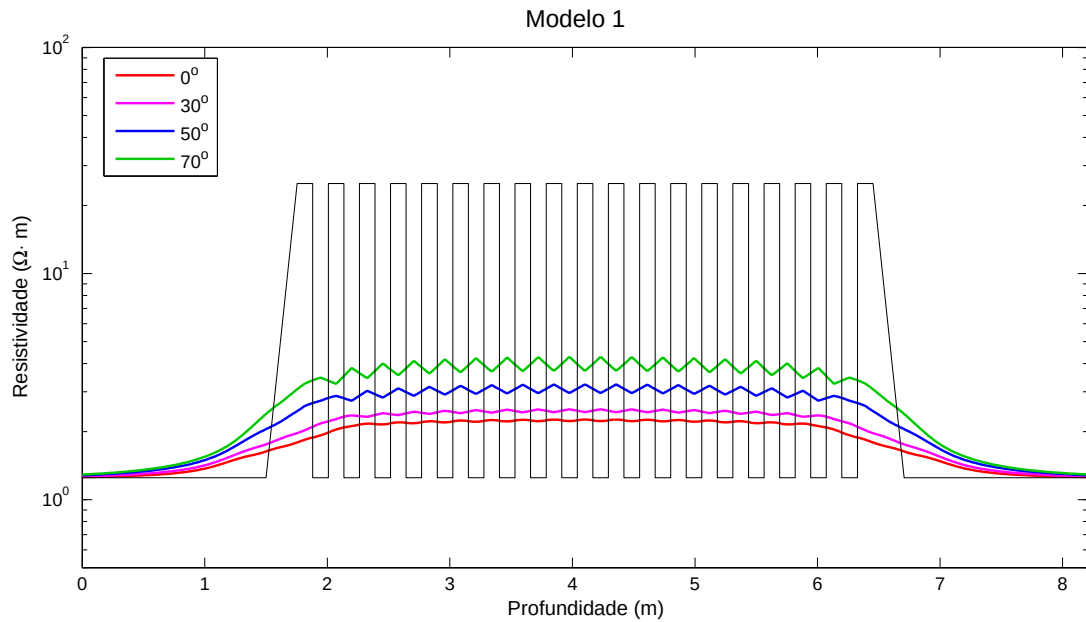


Figura 5.2: Resposta do arranjo coaxial numa formação laminada de folhelho/arenito. Sendo a espessura de cada lâmina igual a 12,7cm ($L/8$).

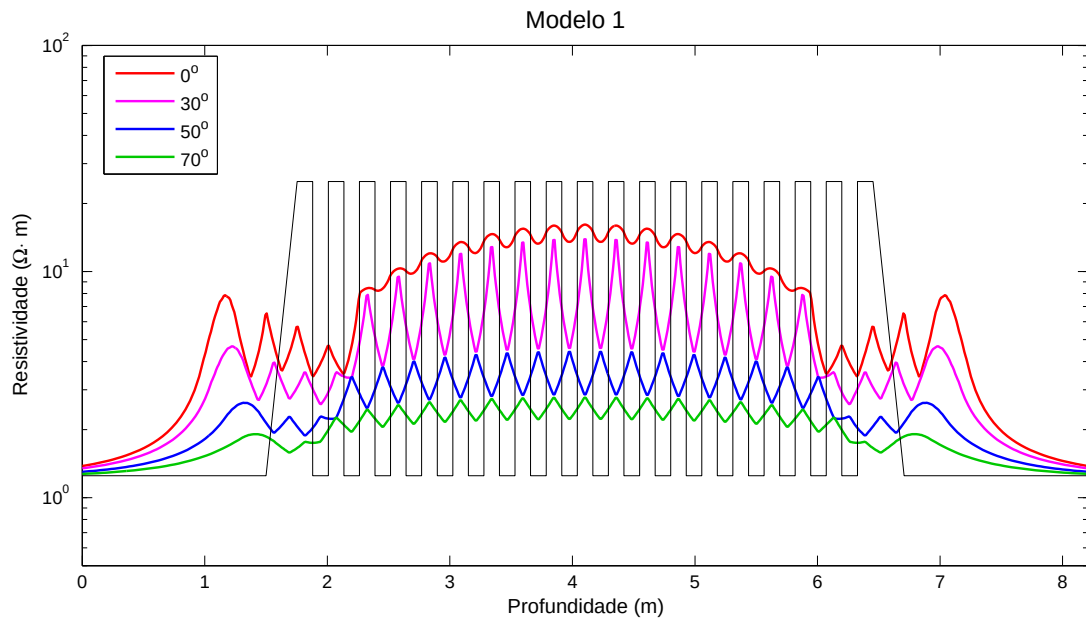


Figura 5.3: Resposta do arranjo coplanar(xx) numa formação laminada de folhelho/arenito. Sendo a espessura de cada lâmina igual a 12,7cm ($L/8$).

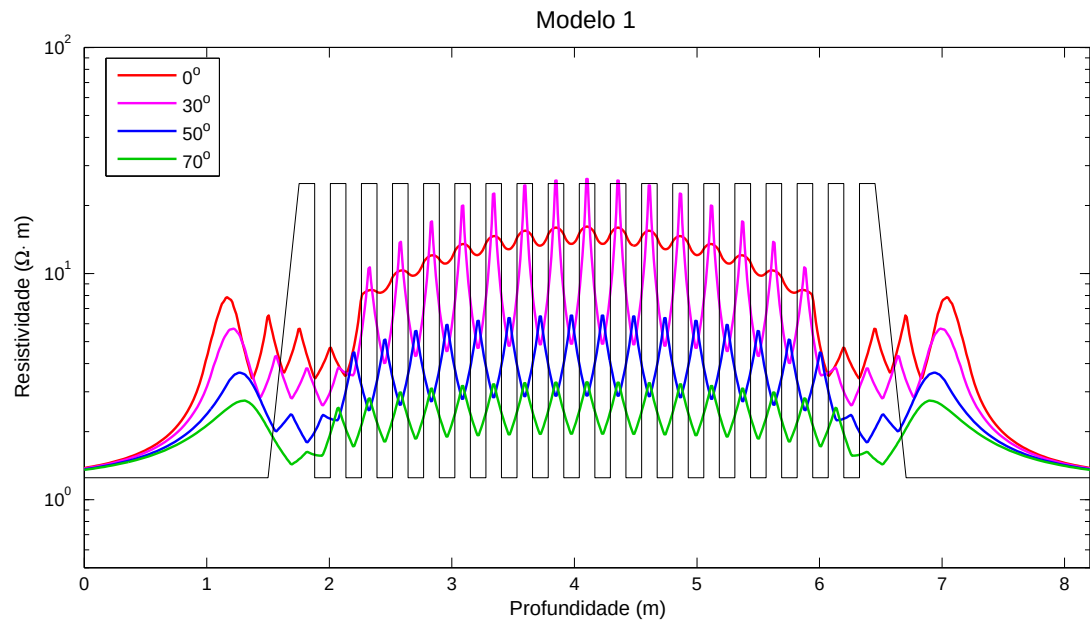


Figura 5.4: Resposta do arranjo coplanar(yy) numa formação laminada de folhelho/arenito. Sendo a espessura de cada lâmina igual a 12,7cm ($L/8$).

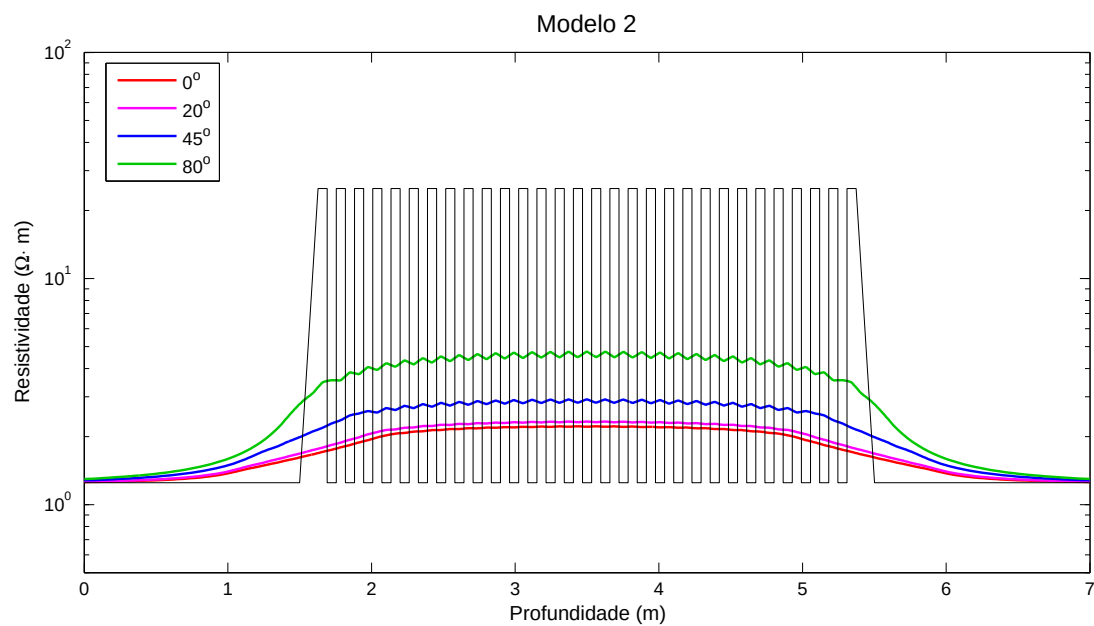


Figura 5.5: Resposta do arranjo coaxial numa formação laminada de folhelho/arenito. Sendo a espessura de cada lâmina igual a 6,35cm ($L/16$).

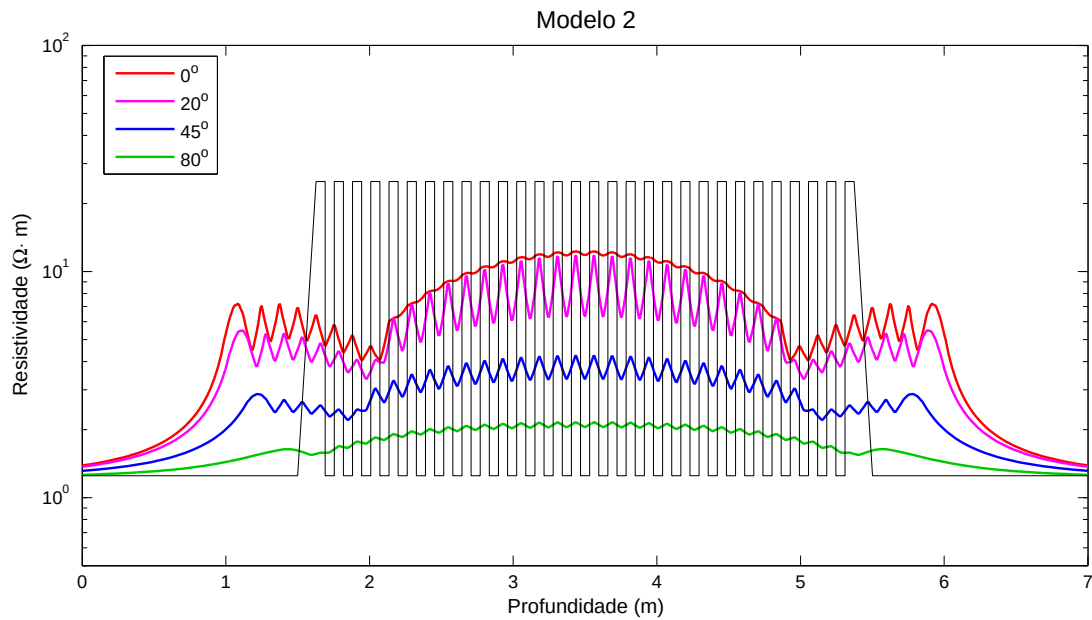


Figura 5.6: Resposta do arranjo coplanar(xx) numa formação laminada de folhelho/arenito. Sendo a espessura de cada lâmina igual a 6,35cm ($L/16$).

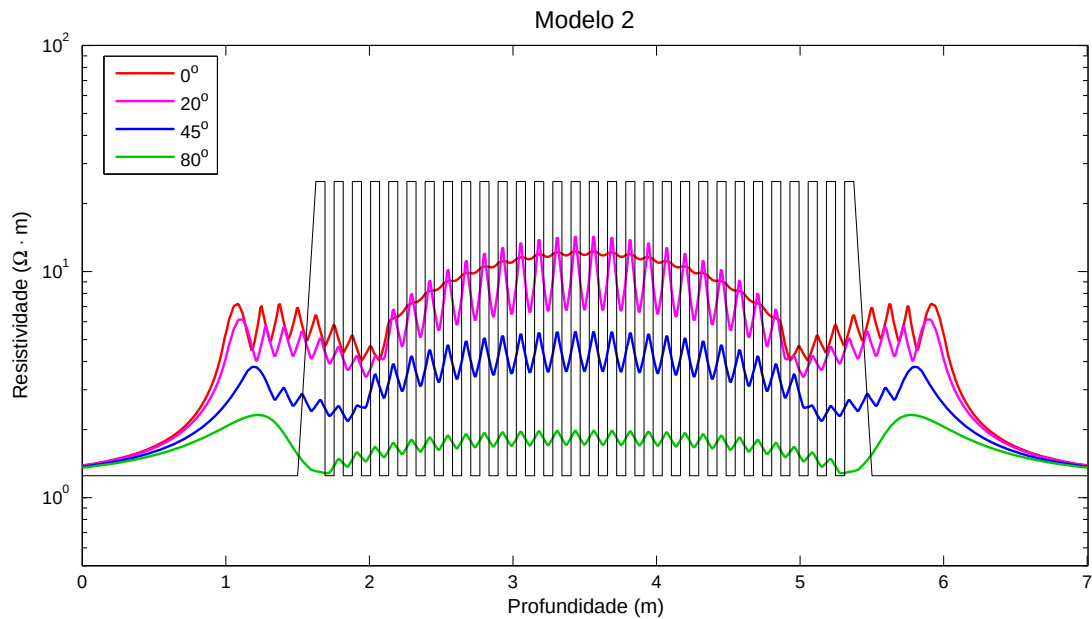


Figura 5.7: Resposta do arranjo coplanar(yy) numa formação laminada de folhelho/arenito. Sendo a espessura de cada lâmina igual a 6,35cm ($L/16$).

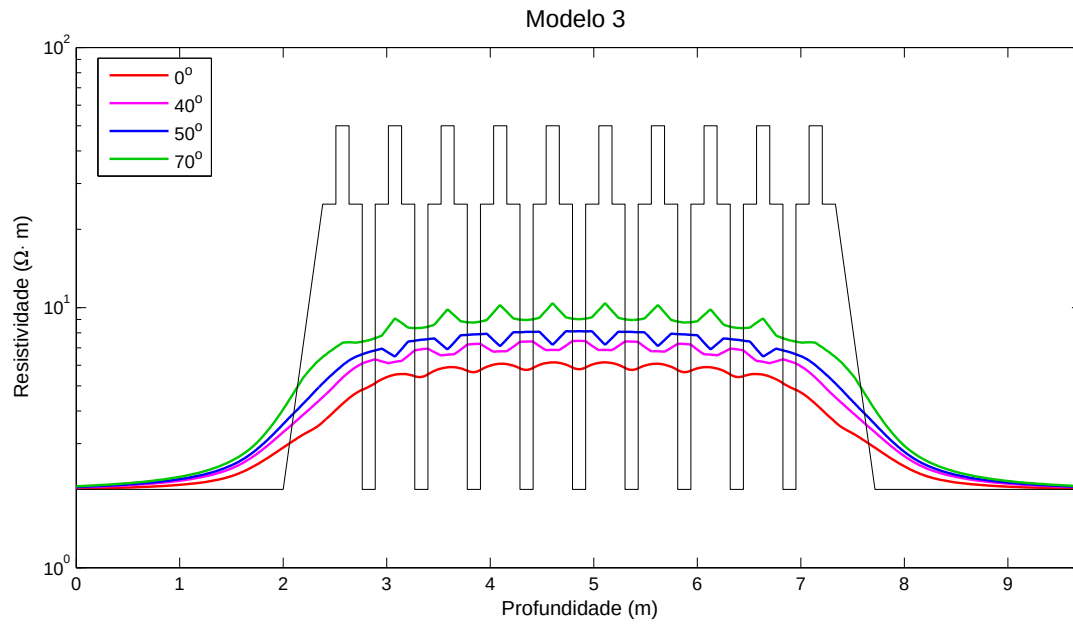


Figura 5.8: Resposta do arranjo coaxial numa formação laminada de folhelho/arenito/arenito silicificado. Sendo a espessura de cada lâmina igual a 12,7cm ($L/8$).

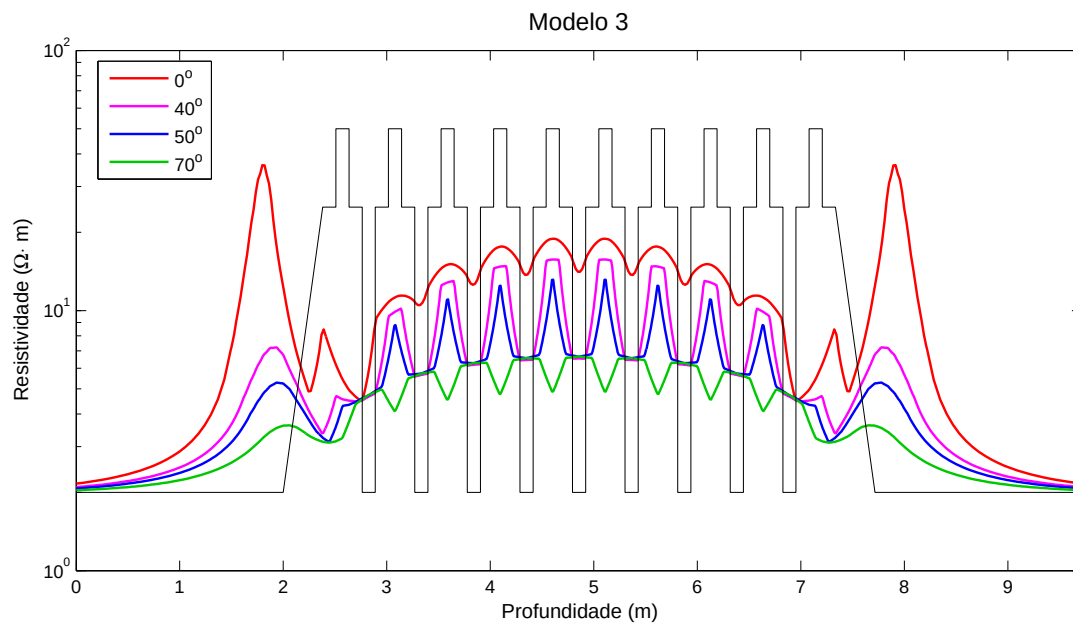


Figura 5.9: Resposta do arranjo coplanar(xx) numa formação laminada de folhelho/arenito/arenito silicificado. Sendo a espessura de cada lâmina igual a 12,7cm ($L/8$).

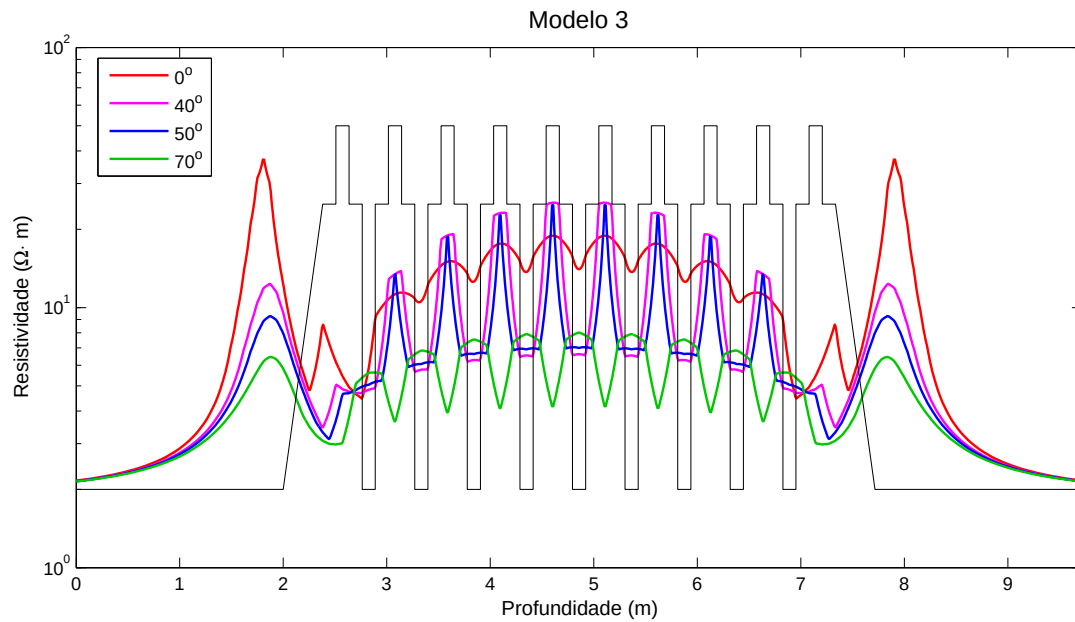


Figura 5.10: Resposta do arranjo coplanar(yy) numa formação laminada de folhelho/arenito/arenito silicificado. Sendo a espessura de cada lâmina igual a 12,7cm ($L/8$).

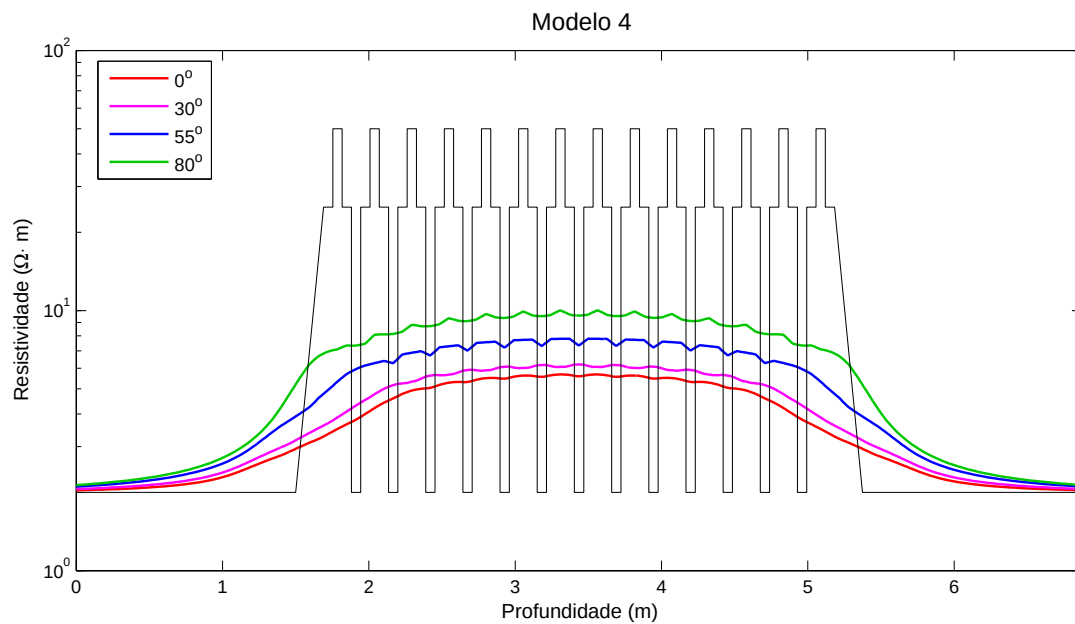


Figura 5.11: Resposta do arranjo coaxial numa formação laminada de folhelho/arenito/arenito silicificado. Sendo a espessura de cada lâmina igual a 6,35cm ($L/16$).

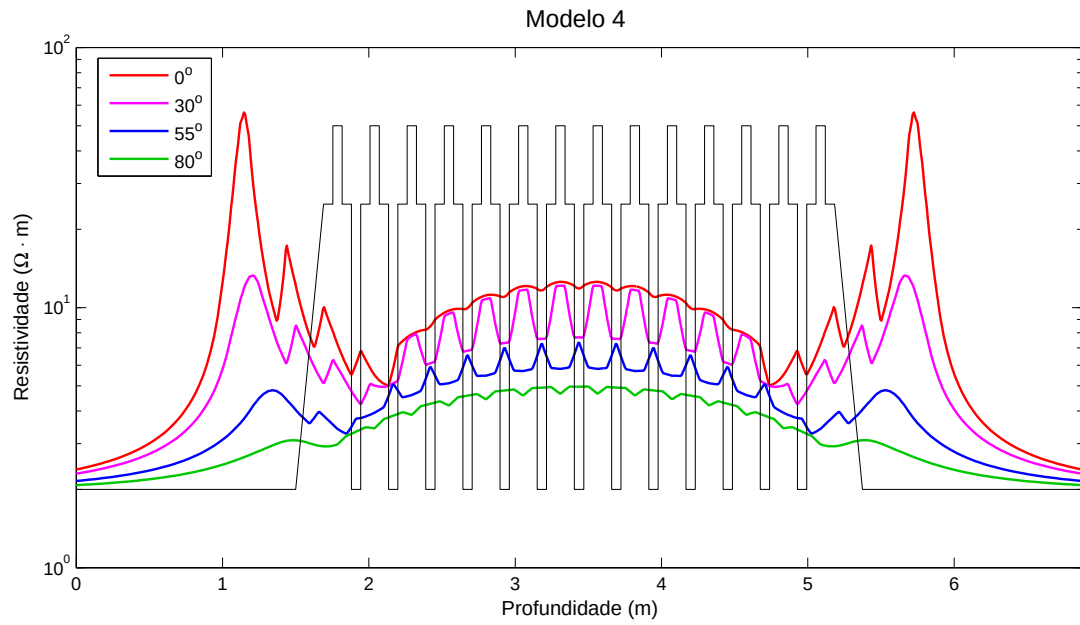


Figura 5.12: Resposta do arranjo coplanar(xx) numa formação laminada de folhelho/arenito/arenito silicificado. Sendo a espessura de cada lâmina igual a 6,35cm ($L/16$).

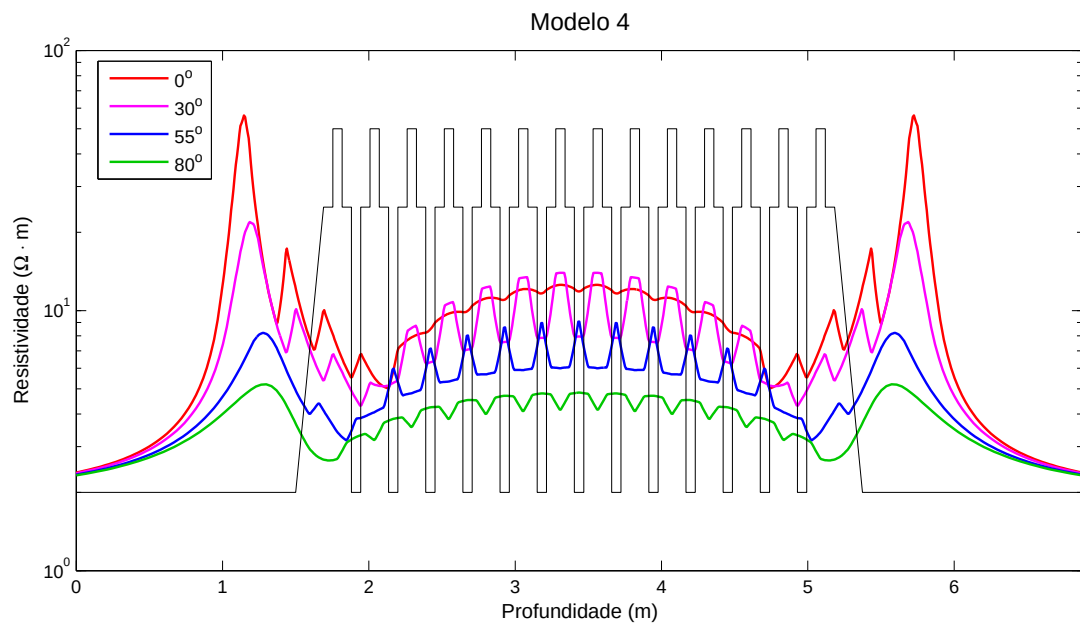


Figura 5.13: Resposta do arranjo coplanar(yy) numa formação laminada de folhelho/arenito/arenito silicificado. Sendo a espessura de cada lâmina igual a 6,35cm ($L/16$).

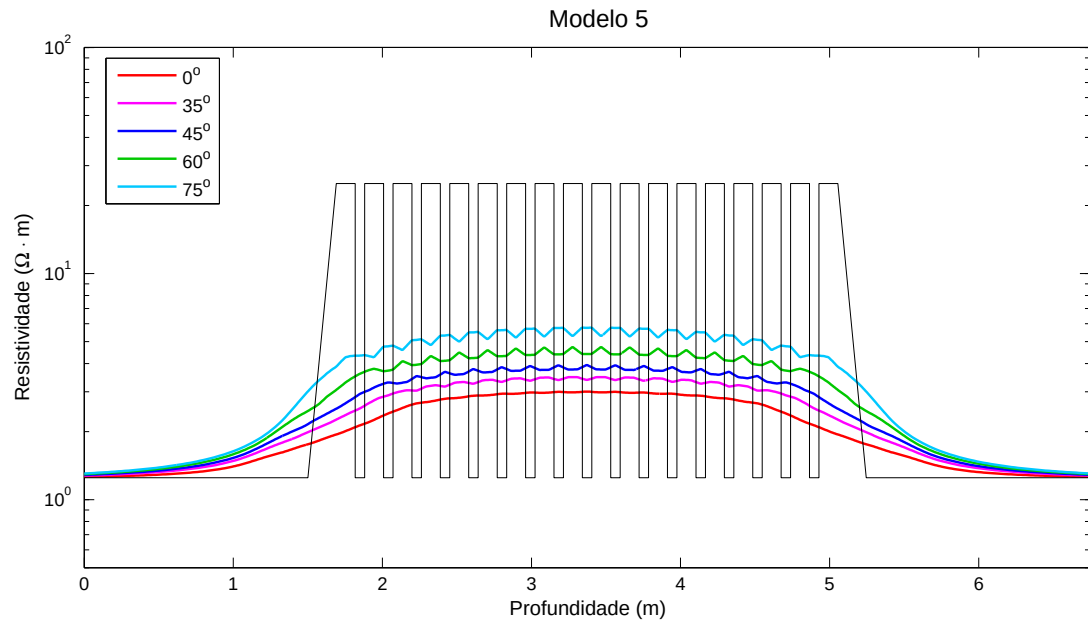


Figura 5.14: Resposta do arranjo coaxial numa formação laminada de folhelho/arenito. Sendo a espessura da lâmina de folhelho 6,35cm ($L/16$) e da lâmina de arenito 12,7cm ($L/8$).

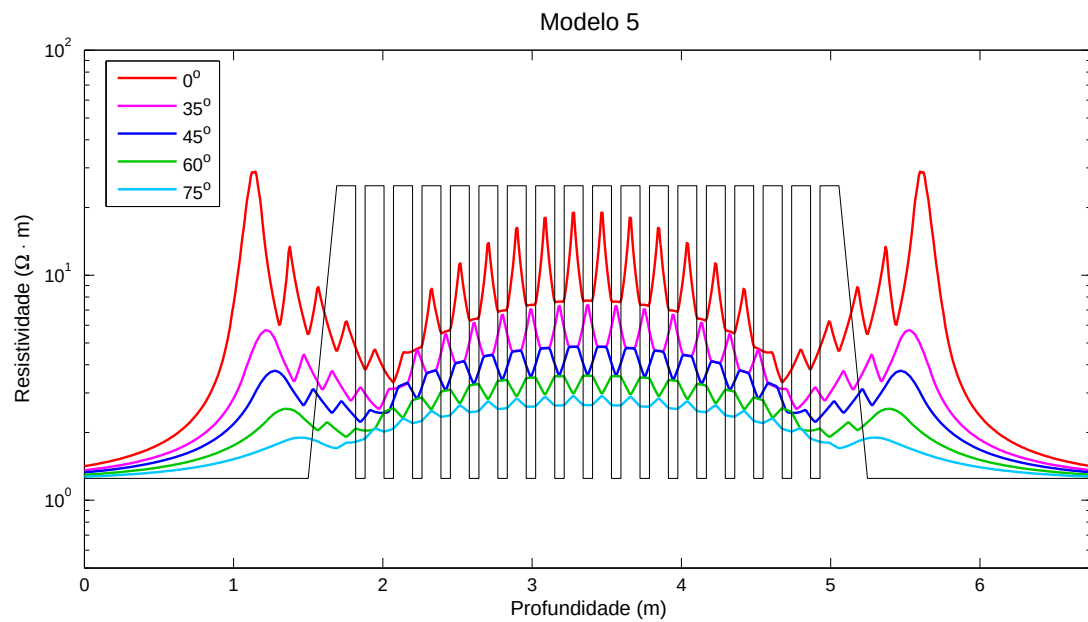


Figura 5.15: Resposta do arranjo coplanar(xx) numa formação laminada de folhelho/arenito. Sendo a espessura da lâmina de folhelho 6,35cm ($L/16$) e da lâmina de arenito 12,7cm ($L/8$).

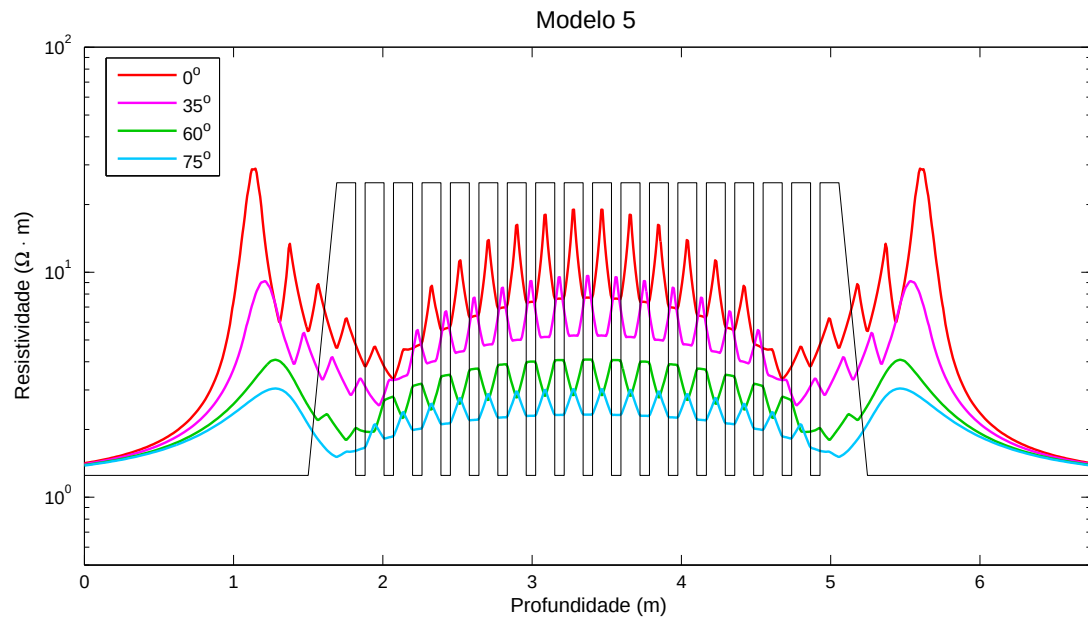


Figura 5.16: Resposta do arranjo coplanar(yy) numa formação laminada de folhelho/arenito. Sendo a espessura da lâmina de folhelho 6,35cm ($L/16$) e da lâmina de arenito 12,7cm ($L/8$).

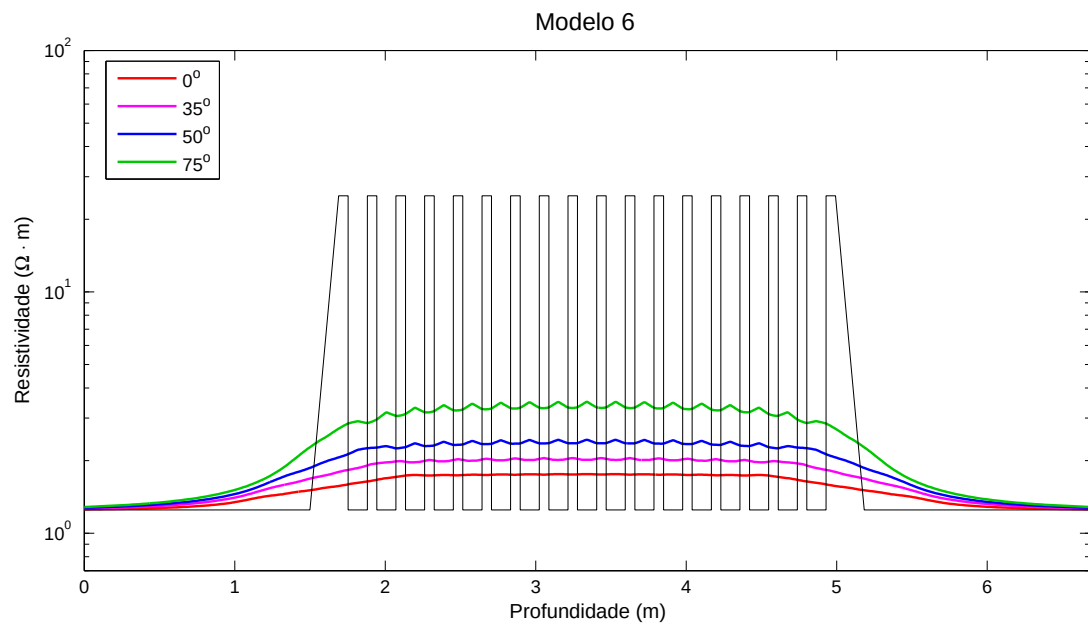


Figura 5.17: Resposta do arranjo coaxial numa formação laminada de folhelho/arenito. Sendo a espessura da lâmina de folhelho 12,7cm ($L/8$) e da lâmina de arenito 6,35cm ($L/16$).

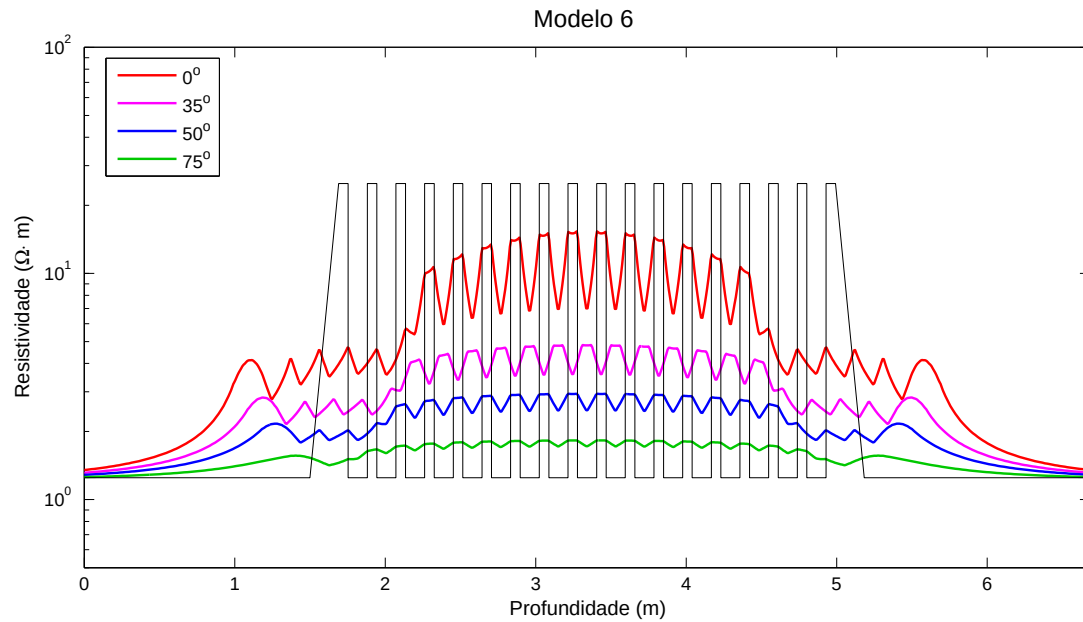


Figura 5.18: Resposta do arranjo coplanar(xx) numa formação laminada de folhelho/arenito. Sendo a espessura da lâmina de folhelho 12,7cm ($L/8$) e da lâmina de arenito 6,35cm ($L/16$).

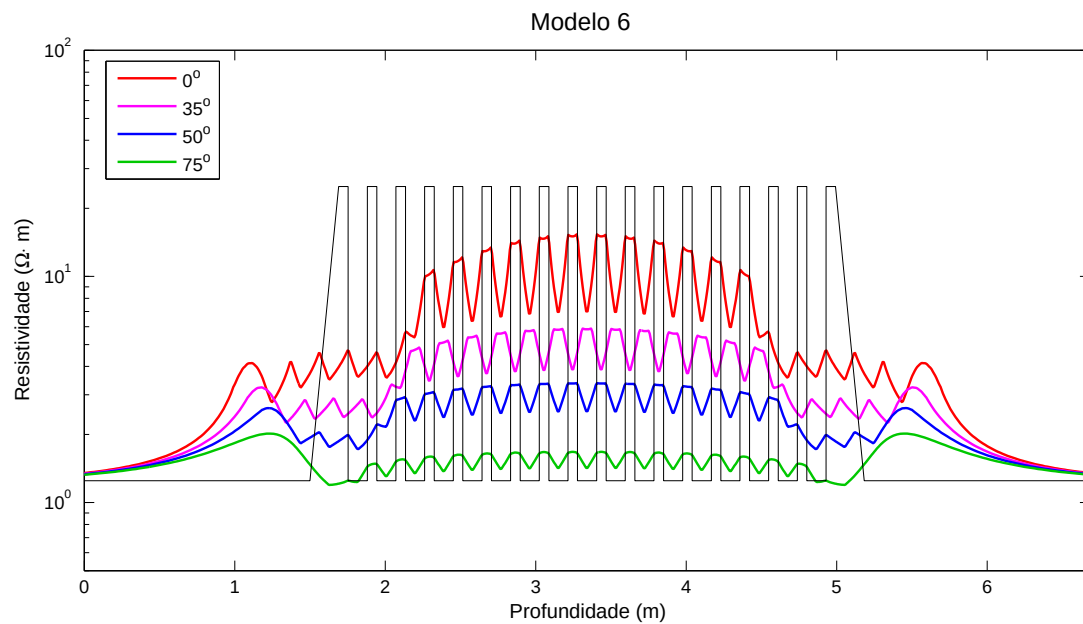


Figura 5.19: Resposta do arranjo coplanar(yy) numa formação laminada de folhelho/arenito. Sendo a espessura da lâmina de folhelho 12,7cm ($L/8$) e da lâmina de arenito 6,35cm ($L/16$).

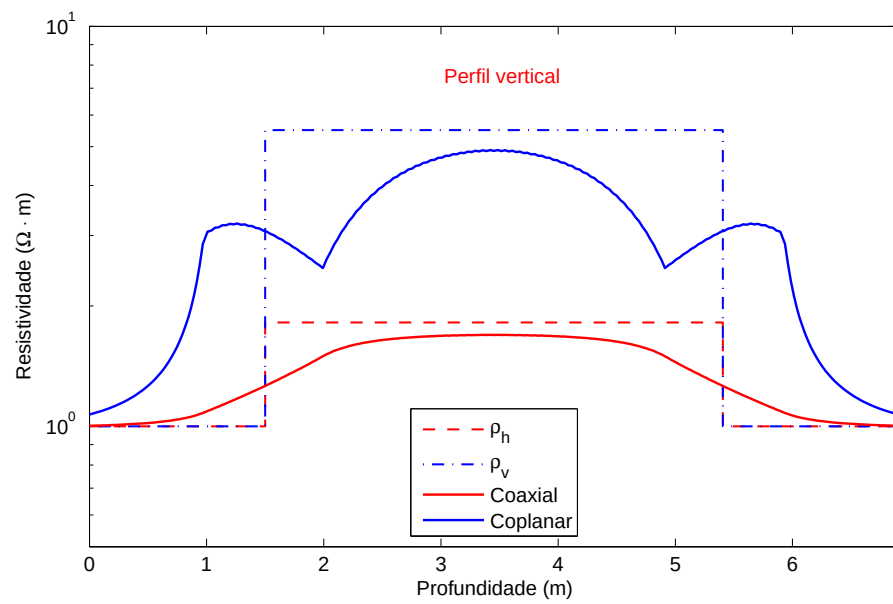


Figura 5.20: Perfil vertical obtido com a sonda triaxial de indução numa formação com 123 lâminas de folhelho e arenito onde a espessura de cada lâmina é igual a 3,175cm ($L/32$).

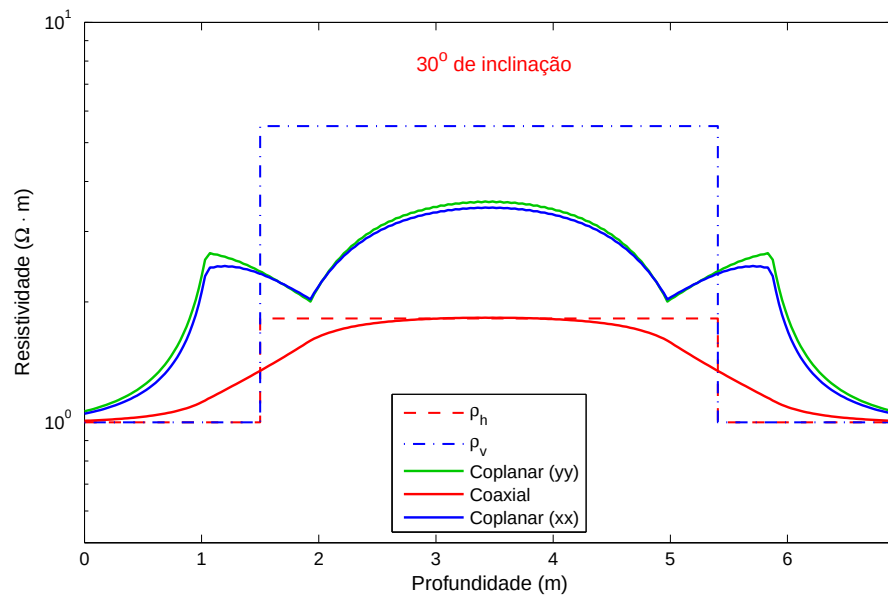


Figura 5.21: Perfil oblíquo obtido com a sonda triaxial de indução numa formação com 123 lâminas de folhelho e arenito onde a espessura de cada lâmina é igual a 3,175cm ($L/32$).

6 CONCLUSÃO

Este trabalho tratou do desenvolvimento teórico necessário para obtenção de perfis com o arranjo de bobinas coplanares bem como apresentou as respostas desse arranjo em diferentes simulações de perfilagem. Por fim, foram apresentadas as respostas da sonda triaxial de indução em reservatórios que apresentam anisotropia macroscópica.

O desenvolvimento teórico foi fundamentado em dois modelos distintos com relação a fonte: dipolo magnético e loop circular finito. Os resultados mostraram que a aproximação do dipolo é válida para as distâncias fonte-sensor comumente adotadas nas ferramentas de indução. Entretanto, as respostas do loop apresentam uma pequena suavização do efeito de polarização durante a transição dos loops coplanares pelas interfaces. Para perfis de camadas espessas essa transição pode ser desconsiderada, mas em seqüências de camadas muito finas a transição do loop pelas interfaces pode ser um grande suavizador das respostas obtidas com o dipolo.

Os resultados obtidos com arranjo coplanar demonstram que a polarização do meio estratificado devido a orientação do dipolo magnético é a responsável pela demarcação das interfaces em perfis verticais. As grandes oscilações produzidas por este tipo de fonte nas interfaces devido ao efeito de polarização, são minimizadas pela presença de zonas de transição entre as camadas, o que é comum em ambientes sedimentares. Os resultados mostraram uma suavização das respostas, as quais são condizentes com os resultados de campo. Também foi feito um estudo do efeito de polarização em camadas finas que mostrou a transição entre perfis de forma poligonal e perfis suaves.

Os perfis oblíquos mostraram o aparecimento do efeito de polarização nas respostas do arranjo coaxial e a diminuição dele nas respostas do arranjo coplanar com o aumento da inclinação. Isto ocorreu devido a progressiva influência do DMH com o aumento da inclinação do arranjo coaxial e a regressiva influência do DMH no arranjo coplanar com a inclinação poço. O caso limite dos perfis oblíquos é a perfilagem horizontal a qual mostrou para o arranjo coaxial uma maior sensibilidade aos meios resistivos ocorrendo o inverso para o arranjo coplanar. Também foram apresentadas respostas de perfis radiais em que se observou a forte influência de um poço condutivo nas respostas do arranjo coplanar, o que sugeriu

técnicas de correção do sinal como as apresentadas por Homan (2003).

Por fim, mostrou-se que a avaliação de reservatórios finamente laminados com as tradicionais ferramentas de indução leva a uma baixa estimativa da saturação de óleo na formação. Entretanto, as respostas da recente sonda triaxial de indução, que é sensível à formações anisotrópicas, melhoram a avaliação econômica de formações com seqüências laminadas de folhelho e arenito, tipicamente encontradas em depósitos de turbiditos.

REFERÊNCIAS

- ALLEN, D. et al. Logging while drilling. **Schlumberger Oilfield Review**, v. 1, n. 1, p. 4-17. 1989.
- ANDERSON, B. et al. Response of 2-MHz LWD resistivity and wireline induction tools in dipping beds and laminated formations. In: ANNUAL LOGGING SYMPOSIUM, 31, 1990, Houston. Society of Professional Well Logging Analysts. Paper A.
- ANDERSON, B.; SAFINYA, K.; HABASHY, T. Effects of dipping beds on the response of induction tools. In: ANNUAL TECHNICAL CONFERENCE AND EXHIBITION, 61, 1986, New Orleans. Society of Petroleum Engineers. Paper SPE 15488.
- ARCHIE, G. E. The electrical resistivity log as an aid in determining some reservoir characteristics. **Transactions of the american institute of mining and metallurgical engineers**, v.146, p.54-62. 1942.
- BARBER, T. D. Introduction to the Phasor dual induction tool. In: ANNUAL TECHNICAL CONFERENCE AND EXHIBITION, 58, 1983, Houston: Society of Petroleum Engineers. Paper SPE 12049.
- CARVALHO, P. R. **Respostas eletromagnéticas dos arranjos coplanar e coaxial em poço**. 2000. 80 f. Tese (Doutorado em Geofísica) - Curso de Pós-Graduação em Geofísica, Centro de Geociências, Universidade Federal do Pará, Belém, 2000.
- CARVALHO, P. R.; VERMA, O. P. Induction tool with a coplanar coil system. **The Log Analyst**, v. 39, n. 6, p. 48-53. 1998.
- CLAVAUD, J. B. et al. Field example of enhanced hydrocarbon estimation in thinly laminated formation with a triaxial array-induction tool: a laminated sand/shale analysis with anisotropic shale. In: ANNUAL LOGGING SYMPOSIUM, 46, 2005, New Orleans. Society of Professional Well Logging Analysts. Paper SPWLA 384622.
- DOLL, H. G. Introduction to induction logging and application to logging of wells drilled with oil base mud. **Journal of Petroleum Technology**. v. 1, n. 6, p. 148-162. 1949.
- FANINI, O. N. et al. Enhanced, low-resistivity pay, reservoir exploration and delineation with the latest multicomponent induction technology integrated with NMR, nuclear, and borehole image measurements. In: ANNUAL TECHNICAL CONFERENCE AND EXHIBITION, 2001, Buenos Aires. Society of Petroleum Engineers. Paper SPE 69447.
- GIANZERO, S. C.; SU, S. M. The response of an induction dipmeter and standard induction tools to dipping beds. **Geophysics**, v. 55, n. 9, p. 1128. 1990.

HARDMAN, R. H.; SHEN, L. C. Theory of induction sonde in dipping beds. **Geophysics**, v. 51, n. 3, p. 800-809. 1986.

HOMAN, D. et al. Eccentricity effect of a transverse magnetic dipole in a conductive borehole in a homogeneous isotropic formation. In: ANNUAL INTERNATIONAL MEETING, 73, 2003, Dallas. **Expanded Abstracts**. Dallas: Society of Exploration Geophysics, 2003. p. 518-521.

HOWARD Jr., A. Q. Electromagnetic fields of loop antenna with axis parallel to planar interface. **Journal of Applied Geophysics**, v.38, p. 41-56. 1997.

HOWARD Jr., A. Q.; CHEW, W. C. Electromagnetic borehole fields in a layered, dipping-bed environment with invasion. **Geophysics**, v. 57, n. 3, p. 451-465. 1992.

KAUFMAN, A. A.; KELLER, G.V. **Induction logging**, Amsterdam: Elsevier, 1989. 600p.

KRIEGSHÄUSER, B., et al. A new multi-component induction logging tool to resolve anisotropic formation. In: ANNUAL LOGGING SYMPOSIUM, 41, 2000. Transactions: Society of Professional Well Logging Analysts, 2000. Paper D.

LU, X.; ALUMBAUGH, D. L. One-Dimensional Inversion of Three-Component Induction Logging In Anisotropic Media. In: ANNUAL INTERNATIONAL MEETING, 71, 2001, San Antonio. **Expanded Abstracts**. San Antonio: Society of Exploration Geophysics, 2001.

MONTENEGRO, J. F. B.; VERMA, O.P. Resposta de bobinas horizontal coplanar na perfilagem de indução de poço, In: CONGRESSO INTERNACIONAL DA SOCIEDADE BRASILEIRA DE GEOFÍSICA, 1993, Rio de Janeiro. **Anais SBGF**. Rio de Janeiro: Sociedade Brasileira de Geofísica, 1993. v. 2.

MORAN, J. H.; GIANZERO, S. C. Effects of formation anisotropy on resistivity-logging measurements. **Geophysics**, v.44, p.1266-1286. 1979.

MORAN, J. H.; KUNZ, K. S. Basic theory of induction logging and application to study of two coil sondes. **Geophysics**, v. 27, n. 6, p. 829-858. 1962.

RIJO, L. **Electrical geophysics: 1-D earth direct modeling**, UFPA, 2004. Notas de aula do Curso de Pós-Graduação em Geofísica. Disponível em: <http://www.rijo.pro.br>. Acesso em 28 out. 2005.

SOUZA, N. P. R.; VERMA, O. P. Scale-model response of fractures zones to a coplanar induction tool in a borehole. **The Log Analyst**, v. 36, n. 5, p. 49-57. 1995.

TORRES-VERDÍN C. et al. Assessment of in-situ hydrocarbon saturation in the presence of deep invasion and highly saline connate water. **Petrophysics**, v. 45, n. 2, p. 141-156. 2004.

WANG, H. et al. Fast and rigorous inversion of triaxial induction logging data to determine formation resistivity anisotropy, bed boundary position, relative dip, and azimuth angles. In: ANNUAL INTERNATIONAL MEETING, 73. **Expanded Abstracts**. Society of Exploration Geophysics, 2003. p. 514-517.

WARD, S. H.; HOHMANN, G. W. Electromagnetic theory for geophysical applications. In: NABIGHIAN, M. (Ed). **Electromagnetic methods in applied geophysics-theory**. Tulsa: Society of Exploration Geophysics, 1988. vol 1, p. 130-311.

ZHANG, I.; YU, L. Triaxial induction logging - an operator's perspective. Abstracts: annual logging symposium, 48, Austin, SPWLA. **Petrophysics**, v. 48, n. 2, p. 132. 2007.