



UNIVERSIDADE FEDERAL DA BAHIA
INSTITUTO DE GEOCIÊNCIAS
CURSO DE GRADUAÇÃO EM GEOFÍSICA



GEO213 – TRABALHO DE GRADUAÇÃO

REPRESENTAÇÃO DE DADOS
ELETROMAGNÉTICOS MULTI-FREQÜÊNCIA
OBTIDOS EM UM CAMPO DE PETRÓLEO

JOELSON DA CONCEIÇÃO BATISTA

SALVADOR – BAHIA

ABRIL – 2005



Representação de dados eletromagnéticos multi-freqüência
obtidos em um campo de petróleo

por

JOELSON DA CONCEIÇÃO BATISTA

GEO213 – TRABALHO DE GRADUAÇÃO

DEPARTAMENTO DE GEOLOGIA E GEOFÍSICA APLICADA

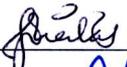
DO

INSTITUTO DE GEOCIÊNCIAS

DA

UNIVERSIDADE FEDERAL DA BAHIA







Comissão Examinadora

Dr. Hédison Kiuity Sato (Orientador)

Dra. Jacira Cristina B. de Freitas

Dr. Olivar A. L. de Lima

Data da aprovação: 25/04/2005

Dedico aos meus pais, pelo forte
empenho dedicado
à conclusão de meus sonhos.
Aos meus amigos.
A todos que contribuíram de
alguma forma na minha formação
como um ser.

RESUMO

O presente trabalho é parte do projeto de aquisição, processamento e interpretação de dados eletromagnéticos a multi-freqüência para mapear resistividade e polarização elétrica induzida em subsuperfície em uma área teste de interesse da Petrobrás no Estado da Bahia. Neste contexto, analisa-se o esquema de interpretação, desenvolvido por Sato (1979), de natureza qualitativa, para construir pseudo-seções de resistividade versus profundidade verdadeira.

Desta forma, produziu-se algumas pseudo-seções de resistividade aparente a partir de dados eletromagnéticos teóricos para modelos de duas, três e quatro camadas horizontais, ou melhor, a partir da impedância mútua entre um transmissor dipolar magnético vertical e um receptor cujo eixo é simultaneamente horizontal e radial em relação à posição do transmissor. As pseudo-seções mostraram que o esquema proposto por Sato (1979) produz imagens que se afastam geometricamente do modelo de camadas correspondente, ou seja, as curvas de contorno de isorresistividade divergem do padrão paralelo e horizontal, desejável quando o modelo é formado por camadas horizontais. O padrão de deformação observado sugere sua correlação com um trecho curvo da função entre o número de onda aparente e a razão entre distância Tz-Rx e o “skin-depth” de Sato (1979).

A partir desta reavaliação, então, sugere-se substituir a função adotada por Sato (1979) por uma outra que, aplicada às mesmos dados teóricos, produziu novas imagens de pseudo-seções mais condizentes com seus respectivos modelos, mas que ainda sugerem a necessidade de outros aperfeiçoamentos.

Para complementar, aplicou-se os dois esquemas aos dados eletromagnéticos de campo obtidos ao longo de uma das linhas de levantamento EM na área teste citada. Os dados trabalhados referem-se a quatro posições do transmissor localizados nas extremidades da linha, sendo dois no lado direito, deslocados 500 m entre si, e dois no lado esquerdo, deslocados também da mesma forma. Por hipótese, esse arranjo de levantamentos permite enxergar sob quatro perspectivas, as partes na região intermediária da linha. Esta característica é importante pois a região possui variação lateral de natureza geológica, e ela, por conseguinte, deve aparecer nas quatro pseudo-seções associadas a cada posição do transmissor. De fato, as variações laterais ficaram, geometricamente, melhor reproduzidas nas pseudo-seções criadas com o novo processo interpretativo, permitindo uma melhor interpretação geológica.

ABSTRACT

The present work is part of the project of acquisition, processing and interpretation of multifrequency electromagnetic data, to map subsurface resistivity and induced electric polarization in an test area in the State of Bahia, of interest of Petrobrás. In this context, it is analyzed the interpretation scheme developed by Sato (1979), which has a qualitative nature, to construct pseudo-sections of resistivity versus true depth.

In this way, one produced some pseudo-sections of apparent resistivity from theoretical electromagnetic data obtained for models of two, three and four horizontal layers, or better, from the mutual impedance between a vertical magnetic dipole transmitter and a receiver whose axis is simultaneously horizontal and radial in relation the position of the transmitter. The pseudo-sections had shown that the scheme developed by Sato (1979) produces an image that, geometrically, departs away from the corresponding model of layers, meaning that the iso-resistivity contours diverges from the parallel and horizontal standard, which is desirable when the model is formed by horizontal layers. The observed deformation patterns suggest its correlation with the curved part of the function relating the ratio, between the Tz-Rx distance and “skin-depth”, to the aparent wave number Sato (1979).

This evaluation had suggested to substitute the function adopted for Sato (1979) for one another one that, applied the same theoretical data, produced new images of pseudo-sections showing much more coherence with its respective models, but that still suggesting the necessity of other adjustments.

To complement, these two schemes are applied to the field electromagnetic data obtained along a line crossing the mentioned EM survey. The processed data refer to four surveys with its transmitters positioned at the line endings, two at right side, displaced by 500 m, and two at the left side, displaced in the same way. By hypothesis, this survey layout should allow four sights of the parts in intermediate region of the line. This characteristic is important because the surveyed area has known lateral variation of geologic nature, and, therefore, the anomalies should appear, preferably, at the same position in the four pseudo-sections. In fact, the anomalies showing lateral variations stay, geometrically, better reproduced in the pseudo-sections created with the new interpretation scheme, allowing a better geologic interpretation.

ÍNDICE

| | |
|---|-----------|
| RESUMO | iii |
| ABSTRACT | iv |
| ÍNDICE | v |
| ÍNDICE DE FIGURAS | vii |
| INTRODUÇÃO | 1 |
| CAPÍTULO 1 Propriedades eletromagnéticas dos materiais | 3 |
| 1.1 Propriedades Magnéticas das rochas | 4 |
| 1.1.1 Diamagnetismo e Paramagnetismo | 5 |
| 1.1.2 Ferromagnetismo | 6 |
| 1.2 Propriedades Elétricas das rochas | 6 |
| 1.2.1 Condutividade elétrica | 7 |
| 1.2.2 Polarização dielétrica | 7 |
| CAPÍTULO 2 Fundamentos do eletromagnetismo | 9 |
| 2.1 Equações de Maxwell e as equações constitutivas | 10 |
| 2.1.1 Equações de Maxwell no Domínio do tempo | 10 |
| 2.1.2 As relações constitutivas | 11 |
| 2.1.3 Equações de Maxwell no domínio da frequência | 12 |
| 2.2 Equação da Onda Eletromagnética | 13 |
| 2.2.1 Propagação de Ondas Eletromagnéticas na matéria: dispersão | 15 |
| 2.3 Dipolo magnético vertical: resposta para um modelo de camadas | 16 |
| 2.3.1 Semi-espaço homogêneo | 17 |
| 2.4 Impedância Mútua | 17 |
| CAPÍTULO 3 A exploração eletromagnética | 20 |
| 3.1 Resistividade aparente | 22 |
| 3.2 Profundidade de exploração | 22 |
| 3.3 Número de onda e “skin-depth” | 23 |
| 3.4 Associação de ponto da sub-superfície aos parâmetros calculados | 24 |
| 3.4.1 Processo de geração do dado teórico | 26 |
| 3.5 Modelagem e inversão para a resistividade aparente | 28 |

| | | |
|-------------------|--|-----------|
| 3.6 | Análise qualitativa das pseudo-seções de resistividade: Testes Teóricos e experimentais | 29 |
| 3.6.1 | Análise dos dados teóricos: parte-1 | 30 |
| 3.6.2 | Pseudo-seções criadas a partir da nova função definida no gráfico r/δ versus θ | 32 |
| 3.6.3 | Análise dos dados teóricos: parte-2 | 33 |
| 3.6.4 | Análise dos resultados das pseudo-seções criadas com dados reais | 33 |
| CAPÍTULO 4 | Conclusões e Sugestões | 46 |
| | Agradecimentos | 48 |
| | Referências Bibliográficas | 49 |

ÍNDICE DE FIGURAS

| | | |
|------|---|----|
| 2.1 | Semi-espaco estratificado horizontalmente de camadas | 16 |
| 3.1 | Esquema para localizaçao do ponto principal de influencia para o sinal observado, proposto por Sato (1979). | 24 |
| 3.2 | Monograma para a construcao de pseudo-secoes dado o numero de inducao θ_a e a posicao do receptor na superficie, proposto por Sato (1979). | 25 |
| 3.3 | Razao do espaçamento (r) para o "skin Depth" (δ) do dipolo magnetico vertical em funcao do numero de inducao (θ), para semi-espaco isotropico. | 25 |
| 3.4 | Fluxograma | 27 |
| 3.5 | Solucao grafica de Dias(1978) para a inversao das partes reais e imaginaria da impedancia mutua, no dominio quasistatico, para os valores aparente de θ_a e $\sigma_I/ \sigma_a $ | 28 |
| 3.6 | Pseudo-secao de resistividade aparente: (a) modelo, (b) gerada pela funcao proposta por Sato (1979) e (c) gerada pela insercao da funcao $r/\delta=\theta + e^{-k\theta}$ ao grafico r/δ versus θ | 34 |
| 3.7 | Pseudo-secao de resistividade aparente: (a) modelo, (b) gerada pela funcao proposta por Sato (1979) e (c) gerada pela insercao da funcao $r/\delta=\theta + e^{-k\theta}$ ao grafico r/δ versus θ | 35 |
| 3.8 | Pseudo-secao de resistividade aparente: (a) modelo, (b) gerada pela funcao proposta por Sato (1979) e (c) gerada pela insercao da funcao $r/\delta=\theta + e^{-k\theta}$ ao grafico r/δ versus θ | 36 |
| 3.9 | Pseudo-secao de resistividade aparente: (a) modelo, (b) gerada pela funcao proposta por Sato (1979) e (c) gerada pela insercao da funcao $r/\delta=\theta + e^{-k\theta}$ ao grafico r/δ versus θ | 37 |
| 3.10 | Pseudo-secao de resistividade aparente: (a) modelo, (b) gerada pela funcao proposta por Sato (1979) e (c) gerada pela insercao da funcao $r/\delta=\theta + e^{-k\theta}$ ao grafico r/δ versus θ | 38 |
| 3.11 | Pseudo-secao de resistividade aparente, posicao direta: (a) gerada pela funcao proposta por Sato (1979) e (b) gerada pela insercao da funcao $r/\delta=\theta + e^{-k\theta}$ ao grafico r/δ versus θ | 41 |
| 3.12 | Pseudo-secao de resistividade aparente, posicao direta: (a)gerada pela funcao proposta por Sato (1979) e (b)gerada pela insercao da funcao $r/\delta=\theta + e^{-k\theta}$ ao grafico r/δ versus θ | 42 |

| | | |
|------|---|----|
| 3.13 | Pseudo-seção de resistividade aparente, posição direta: (a)gerada pela função proposta por Sato (1979) e (b)gerada pela inserção da função $r/\delta = \theta + e^{-k\theta}$ ao gráfico r/δ versus θ | 44 |
| 3.14 | Pseudo-seção de resistividade aparente, posição direta: (a)gerada pela função proposta por Sato (1979) e (b)gerada pela inserção da função $r/\delta = \theta + e^{-k\theta}$ ao gráfico r/δ versus θ | 45 |

INTRODUÇÃO

Desde os tempos antigos, os sistemas eletromagnéticos vêm sendo intensivamente desenvolvidos e utilizados como uma metodologia para a prospecção geofísica, constituindo-se assim como uma tecnologia adicional e necessária utilizada na prospecção, principalmente, de minerais economicamente importantes. Não tão recente, foram criados novos sistemas de prospecção eletromagnética que operam a multi-freqüência. Com exceção feita a alguns trabalhos, como por exemplo, Dias (1968), Hohmann et al. (1970), Peltron et al. (1978) e Sato (1979), dedicados a verificar a possibilidade de determinar o efeito de polarização induzida, além da determinação da resistividade aparente, a maioria dos trabalhos utilizam os dados eletromagnéticos para interpretar a resistividade. A interpretação dos dados eletromagnéticos de resistividade para modelos geológicos mais simplificados tem sido executada de maneira indireta da seguinte forma: comparando as curvas geradas teoricamente, como no caso das camadas horizontais, Ryu et al. (1972), Koefoed e Biewinga (1976), ou por inversões numéricas, Glenn et al. (1973). Para interpretações de situações geológicas mais complexas, as interpretações têm sido normalmente feitas através da comparação dos dados de campo com dados gerados por modelos reduzidos em laboratório, que geralmente simulam apenas grosseiramente o meio geológico ou através de técnicas computacionais, usando diferenças finitas ou elementos finitos. Uma tentativa de construir pseudo-seções de resistividade, para a interpretação de dados eletromagnéticos, foi realizada por Ward et al. (1974), trabalhando com dados magneto-telúrico (AMT) em situações teóricas. Neste caso, as pseudo-seções apresentam como eixo horizontal às posições do receptor e como eixo vertical à representação da freqüência da onda eletromagnética, que de certo modo esta relacionada à profundidade. Dias (1968) lançou as bases do método eletromagnético a multi-freqüência para interpretar o efeito da polarização induzida e o da resistividade, demonstrando a viabilidade de distinção destes dois efeitos em uma estrutura de duas camadas horizontais.

Em função dos avanços tecnológicos, registrados nas últimas décadas, nas áreas da eletrônica e da computação, nos sistemas de aquisição e pré-processamento que permite armazenar grandes quantidades de dados em tempos curtos e softwares para interpretar e inverter a qualidade das informações eletromagnéticas registradas, um grande esforço para demonstrar a aplicabilidade dos métodos eletromagnéticos na exploração de petróleo e na detecção direta de hidrocarbonetos têm sido feito. Algumas aplicações envolvendo técnicas transientes (domínio do tempo) tanto em terra, Cardador et al. (2003), quanto no mar Eidesmo et al. (2002), Ellingsrud et al. (2002).

A detecção e a avaliação dos reservatórios de hidrocarbonetos, necessária para a perfuração de poços testes, é de grande importância para a indústria de petróleo. O método sísmico tem tradicionalmente sido utilizado neste contexto, mais os resultados podem ser ambíguo. Portanto, o uso e desenvolvimento dos métodos de sondagens eletromagnéticas que utiliza as diferentes resistividades entre um reservatório que contem hidrocarbonetos, altamente resistivo, e um saturado com fluido salino condutivo passa a exercer uma grande importância dentro do contexto da exploração e desenvolvimento de hidrocarboneto.

O presente trabalho faz parte do projeto de aquisição, processamento e interpretação de dados eletromagnéticos a multi-freqüência para mapear resistividade e polarização elétrica induzida em subsuperfície em uma área teste de interesse da Petrobrás no Estado da Bahia, coordenado pelo Prof. Olivar Antônio Lima de Lima (CPGG, UFBA), Prof. Hédison Kiuity Sato (CPGG, UFBA) e Prof. Carlos Alberto Dias. O projeto citado acima constitui, a nível mundial, o primeiro esforço para entre outros objetivos testar a técnica EM espectral na detecção e no monitoramento da injeção de fluidos durante o procedimento da recuperação secundária de petróleo. Recentemente estes autores testaram a viabilidade do método desenvolvida na dissertação de Mestrado de Sato (1979), para: (1) delimitar formações geológicas portadoras de óleo; (2) mapear contatos óleo/água nos reservatórios; (3) identificar zonas de injeção da água produzida e de vapor d'água aquecido para aumento da recuperação de óleo; (3) diferenciar, eletricamente, as unidades litológicas e feições estruturais tipo falha. Nesta monografia procura-se fazer uma reavaliação do novo esquema, desenvolvido por Sato (1979), de natureza quantitativa, para construir pseudo-seções de resistividade versus profundidade verdadeira, buscando-se produzir uma melhoria da representação do ponto de medida em profundidade, reduzindo os efeitos descritos pelo autor e a partir desta reavaliação, em uma fase complementar, sugerir através de uma análise qualitativa, mudanças no esquema proposto por Sato (1979), de maneira a reduzir as imperfeições citadas pelo mesmo e tornar assim o método mais confiável para a distinção entre os limites e contrastes de resistividade das camadas, visando contribuir com a maior utilização do método EM na indústria de petróleo.

CAPÍTULO 1

Propriedades eletromagnéticas dos materiais

A ciência da eletricidade teve sua origem na observação, já de conhecimento de Tales de Mileto no ano 600 a.C., em que um pedaço de âmbar, quando atritado, atraía pequenos fragmentos de palha. O estudo do magnetismo remonta a observação de que certas rochas e/ou minerais (por exemplo, a magnetita) encontradas na natureza eram capazes de atrair o ferro. Estas duas ciências desenvolveram-se de forma bastante independente, uma da outra, até 1820, quando Hans Christian Oersted (1777-1851) observou uma conexão entre elas, o fato de que uma corrente elétrica pode afetar a agulha imantada de uma bússola. A nova ciência do eletromagnetismo foi desenvolvida por muitos pesquisadores, dentre os quais, dois dos mais importantes pesquisadores foram Michael Faraday (1791-1867) e James Clearck Maxwell (1831-1879). Maxwell formulou as leis do eletromagnetismo, ver seção 2.1, da maneira pela qual conhecemos hoje. Estas leis comumente chamadas de equações de Maxwell, ver seção 2.1, que desempenham no eletromagnetismo o mesmo papel das leis do movimento e da gravitação de Newton na mecânica. O interesse atual no eletromagnetismo concentra-se em dois aspectos. No campo das aplicações a engenharia, física, matemática, geofísica, etc, onde as equações de Maxwell são constantemente utilizadas nas soluções de uma grande variedade de problemas práticos, e no sentido de generalizar a teoria do eletromagnetismo de modo que seja obtida como um caso particular de uma teoria mais geral, fonte: Resnick e Halliday (12). No que se refere às aplicações geofísicas, as teorias eletromagnéticas desenvolvidas, tem sido aplicada de forma a desenvolver a metodologia eletromagnético de exploração geofísica.

A descrição eletromagnética de um meio requer a definição dos componentes do campo em cada ponto, causados por um sistema de fontes, para em seguida, por processo de inversão, determinar os parâmetros eletromagnéticos constitutivos do meio. De uma maneira geral estes parâmetros são funções tensoriais e complexas da posição, e dependem da frequência, temperatura, pressão e estado físico dos seus constituintes. Estes parâmetros eletromagnéticos constitutivos para o vácuo possuem os seguintes valores:

- permeabilidade magnética, $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ H/m,
- permissividade dielétrica, $\epsilon_0 = 8,854 \times 10^{-9}$ F/m,

- condutividade elétrica, $\sigma = 0$ S/m.

Portanto, não é possível trabalhar adequadamente com os métodos geofísicos elétricos, eletromagnéticos e polarização elétrica induzida sem o conhecimento adequado das propriedades magnéticas e elétricas das rochas, pois o objetivo de qualquer trabalho geofísico é a determinação da distribuição litológica na sub-superfície empregando medidas de campos físicos. Faremos neste capítulo uma rápida revisão das principais características magnéticas e elétricas dos minerais e rochas e por fim da metodologia eletromagnética de exploração geofísica.

1.1 Propriedades Magnéticas das rochas

Segundo o livro de Schon (2002) e a apostila de Sampaio (2002), as propriedades eletromagnéticas das rochas descrevem o comportamento de qualquer substância sobre a influência de um campo magnético. Ele é altamente dependente de alguns minerais constituintes da mesma, sendo a magnetita a espécie mineral mais importante. O fenômeno de magnetização de uma rocha é resultado da composição de dois elementos: o primeiro refere-se ao campo magnético externo, que tende a impor sua orientação aos constituintes minerais, o segundo diz respeito ao processo de gênese dos minerais e às respostas magnéticas internas para a solitação externa. Os campos naturais encontrados no planeta são de pequena intensidade e isto nos permite utilizar a susceptibilidade magnética como a razão entre o campo externo e a magnetização. As relações constitutivas, ver seção 2.1.2, mostram que no vácuo $\mu = \mu_0$, e em meios materiais o valor de μ varia devido à presença da magnetização, definida como o momento de dipolo magnético por unidade de volume,

$$\mathbf{M} = \lim_{\Delta\nu \rightarrow 0} \frac{\mathbf{M}_m}{\Delta\nu} \quad (1.1)$$

Esta magnetização está relacionada fundamentalmente ao movimento orbital dos elétrons em torno do núcleo ou ao giro dos elétrons em torno do seu próprio eixo (*spin* dos elétrons). A maioria das substâncias não apresenta magnetização própria ou por apresentarem elétrons espalhados em um mesmo orbital com *spins* opostos ou por apresentarem uma distribuição aleatória dos seus momentos orbitais. As rochas são submetidas a dois tipos de magnetização:

1. Remanente, que aparece no processo de formação ou de alteração da rocha, não dependendo assim do campo magnético externo.

2. Induzida, que é causada pelo campo geomagnético através da susceptibilidade magnética (χ). Sua relação com a permeabilidade magnética (μ) é a seguinte:

$$\mu = \mu_0(1 + \chi), \text{ para o SI e} \quad (1.2)$$

$$\mu = 1 + 4\pi\chi, \text{ no cgs.} \quad (1.3)$$

Há casos em que se pode empregar a susceptibilidade de massa específica, ($\chi_g = \chi/d$), onde d é a densidade e χ_g é dada em m^3/kg .

Baseado na susceptibilidade magnética dos materiais ou corpos podemos classificar os diversos comportamentos magnéticos principais como:

- Diamagnetismo
- Paramagnetismo
- Ferromagnetismo

1.1.1 Diamagnetismo e Paramagnetismo

O diamagnetismo é um fraco magnetismo no qual o movimento orbital responde opondo-se à ação de um campo magnético externo, caracterizado assim por uma razão negativa entre a magnetização causada por esse movimento e o campo magnético externo. As substâncias que apresentam este tipo de fenômeno são chamadas de diamagnéticas, seus valores de susceptibilidade magnética, χ , são negativos, e exceto para algumas substâncias, como o bismuto e a grafita ($\chi \approx 10^{-3}$), o seu módulo é inferior a 10^{-5} .

O fenômeno do paramagnetismo pode ocorrer, basicamente, por dois motivos. O mais importante é aquele no qual átomos ou íons magnéticos dispersos na substância apresentam seus *spins* relativamente isolados do ambiente magnético e podem mudar de direção mais ou menos livremente. A ação de um campo magnético externo pode orientar parcialmente estes *spins* e produzir uma magnetização na direção deste campo magnético. As substâncias paramagnéticas são caracterizadas por possuírem uma susceptibilidade magnética positiva e seus valores podem variar bastante ($\approx 10^{-5}$ a $\approx 10^{-2}$), podendo ser bastante elevados como no caso do Ferro, Níquel e Cobalto (da ordem de 10^{-1}). Encontram-se também entre as substâncias paramagnéticas o alumínio, o sódio e a platina.

Tal como as substâncias diamagnéticas, a magnetização paramagnética é induzida pelo campo externo: cessada a causa cessa o efeito. Para estas duas substâncias a susceptibilidade magnética é definida como:

$$\chi = \frac{\mathbf{M}}{\mathbf{H}}. \quad (1.4)$$

1.1.2 Ferromagnetismo

Este tipo de magnetização ocorre nas substâncias onde os *spins* dos elétrons estão espontaneamente alinhados e paralelos, o que resulta em uma forte interação positiva atuando entre *spins* vizinhos. Na estrutura cristalina destas substâncias ocorre uma espécie de cooperação entre os *spins* de átomos vizinhos, sendo criados domínios magnéticos em sua estrutura cristalina, ocorrendo assim não só o ferromagnetismo como também suas variações, ferrimagnetismo e antiferromagnetismo. A diferença entre eles está na magnitude e orientação dos spins nos domínios vizinhos: igual e de mesmo sentido no ferromagnetismo; igual e de sentido contrário no antiferromagnetismo; e diferente em magnitude e sentido no ferrimagnetismo. O ferromagnetismo é, portanto uma excepcionalidade do paramagnetismo, e só ocorre abaixo da temperatura de Curie.

A susceptibilidade das substâncias ferromagnéticas é extremamente elevada, e elas podem apresentar uma magnetização espontânea por efeito de remanência. Para estas substâncias a susceptibilidade pode ser definida melhor como:

$$\chi = \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial \mathbf{H}}. \quad (1.5)$$

1.2 Propriedades Elétricas das rochas

As propriedades elétricas dos materiais incluem as propriedades de condução elétrica (transporte de carga) e polarização dielétrica (separação de cargas). Suas duas relações fundamentais, as quais serão revisadas mais tarde na seção 2.1.2, são definidas por:

$$\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E}, \quad (1.6)$$

$$\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E} = \epsilon_0 \epsilon_r \mathbf{E}. \quad (1.7)$$

Onde \mathbf{j} , \mathbf{D} , \mathbf{E} são vetores que representam a densidade de fluxo de corrente (A/m^2), o deslocamento elétrico (C/m^2) e a intensidade do campo elétrico (V/m) e as propriedades σ , ϵ_0 e ϵ_r são tensores e são chamados, respectivamente, de condutividade elétrica (S/m ou mho/m), de permissividade elétrica do vácuo ($= 8,854 \times 10^{-12} \text{ F/m}$) e de permissividade relativa ou constante dielétrica do material, adimensional. Com respeito aos fenômenos eletromagnéticos descritos pelas equações de Maxwell, ver seção 2.1, as relações materiais podem ser descritas pela fórmula usando a permeabilidade magnética μ :

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mu_r \mathbf{H}, \quad (1.8)$$

onde \mathbf{H} , \mathbf{B} , μ_0 , μ_r são, respectivamente os vetores campo magnético e de indução magnética, e a permeabilidade no vácuo ($= 4\pi \times 10^{-7} \text{ H/m}$) e a permeabilidade do material, adimensional. Em geofísica nós substituímos o valor de condutividade elétrica pelo seu valor inverso

que chamados de resistividade elétrica específica (ρ), dado em $\Omega.m$. Além da condutividade e permissividade, parâmetros adicionais e propriedades são freqüentemente usados como cargabilidade, tangente de perda, ângulo de fase etc., os quais são relativos as propriedades primárias e a dependência na freqüência. Com respeito a sua condução, os materiais são subdivididos em condutores ($\sigma > 10^5$ S/m), semicondutores ($10^5 > \sigma > 10^{-8}$ S/m) e isolantes ($\sigma > 10^{-8}$ S/m).

1.2.1 Condutividade elétrica

Segundo o livro de Schon (2002), para rochas e minerais os seguintes tipos de condutividade são importantes:

- Condutividade Metálica (metais nativos, por exemplo, cobre, ouro, a pirrotita, a covelita e grafita)
- A semicondução eletrônica (minerais como ilmenita, magnetita, pirrotita, galena)
- A Condutividade eletrolítica dos
 1. Eletrólitos sólidos (cristais de íons): muitos minerais atuam como eletrólitos sólidos, onde a transferência da corrente elétrica é iniciada pelo movimento de íons dentro da estrutura cristalina. (Keller, 1989).
 2. Eletrólitos aquosos: ocorrem em rochas porosas, a condutividade do eletrólito da água de poro exerce uma influência dominante na condutividade da rocha.

1.2.2 Polarização diéletrica

Segundo o livro de Schon (2002) e a apostila de Sampaio (2002), as polarizações dielétricas das rochas incluem os seguintes mecanismos e efeitos principais (Olhoeft, 1987):

1. Polarização Eletrônica: ocorre uma distorção do elétron atômico em resposta ao campo elétrico externo, no qual um dos lados do átomo torna-se mais positivo e o outro mais negativo do que o normal.
2. Polarização molecular: ocorre uma distorção de uma molécula inteira em resposta a um campo elétrico externo, provocando a separação elétrica da molécula, ficando uma parte mais positivo e a outra parte mais negativo.
3. Polarização iônica: é a redistribuição de íons dentro de um material devido a um campo elétrico externo, com migração de íons positivos para o lado negativo do campo e de íons negativos para o outro lado.

4. Polarização orientacional: é o realinhamento ou reorientação das moléculas polares em resposta a um campo elétrico externo.
5. Polarização interfacial: separação e acumulação de cargas devido à variação local na propriedade elétrica durante a migração de cargas em resposta a um campo elétrico externo.
6. Efeito Maxwell-Wagner que em materiais heterogêneos geralmente resulta da distribuição uniforme de cargas nas regiões limites com diferentes propriedades elétricas (por exemplo, limites de grãos e outras descontinuidades dentro da matriz sólida da rocha).

As relações constitutivas, ver seção 2.1.2, mostram que enquanto no vácuo $\epsilon = \epsilon_0$, em meios materiais o valor de ϵ varia com a presença da polarização, definida como o momento de dipolo elétrico por unidade de volume, como

$$\mathbf{P} = \lim_{\delta\nu \rightarrow 0} \frac{\mathbf{M}_e}{\delta\nu}. \quad (1.9)$$

A razão μ/μ_0 e ϵ/ϵ_0 são chamadas, respectivamente, de permeabilidade magnética relativa e de capacidade dielétrica do meio ou permissividade elétrica relativa do material, e no sistema *mks* estas quantidades são adimensionais. Em geral os silicatos apresentam constante dielétrica menor do que 10. O quartzo apresenta este valor igual a 4. Dos minerais comuns apenas o rutilo apresenta um valor, que atinge 170. Devido a sua elevada polarização, a água apresenta-se como um notável dielétrico, na qual $\epsilon_a = 81\epsilon_0$.

CAPÍTULO 2

Fundamentos do eletromagnetismo

O conhecimento da teoria eletromagnética é importantíssimo para o estudo da Geofísica, seja relacionada a áreas como a Meteorologia, bem como no emprego dos métodos Magnético, Elétrico, Eletromagnético e Polarização Elétrica Induzida, servindo de base para a compreensão das técnicas de interpretação dos métodos de prospecção elétrica e eletromagnética.

A Maxwell coube, através das suas equações, o trabalho de sintetizar e harmonizar as leis empíricas de Ampère e de Faraday, ver seção 2.1.1, generalizando-as em função da posição e do tempo. Para se descrever eletromagneticamente um meio qualquer é necessário a definição dos componentes do campo em cada ponto, causadas por um sistema de fontes. Correntes e cargas elétricas constituem as fontes principais de um campo eletromagnético. Outras fontes, como o caso de dipolos elétricos e magnéticos, dependem fundamentalmente delas. Todos os fenômenos eletromagnéticos são governados pelas equações empíricas de Maxwell. Estas equações, que serão revisadas na seção 2.1.1, são equações desacopladas diferenciais lineares de primeira ordem, mas podem ser acopladas pelas relações empíricas constituintes, as quais reduzem o número de vetores básicos do campo, de cinco para dois. Tais relações constituintes podem ser tomadas de acordo com o problema, originando uma relação constitutiva pertinente para uma determinada região. Em particular, para muitos problemas, nós assumimos que a isotropia, homogeneidade, linearidade, pressão e temperatura não influenciam nos parâmetros elétricos das diferentes regiões terrestres.

Um modelo da terra mais complexo é formado pela influência dos fatores citados, influenciando diretamente os parâmetros medidos em uma determinada região. Muitos problemas de valores limites podem ser resolvidos em termos das funções dos vetores intensidade de campo elétrico e magnético. Em uma terra formada por várias regiões homogêneas, lineares e isotrópicas, a solução da equação da onda, ver seção 2.2, é postulada para cada região. Esta solução pode ser relacionada a outros dois vetores de campo ou a dois vetores potenciais, prescritas com suas respectivas condições limites. Tal equação da onda, que será descrita neste capítulo, juntamente com as equações constitutivas e de Maxwell, é derivada diretamente da equação de Maxwell e representa uma forma compacta desta equação. Ainda neste capítulo será resumidamente abordado, a resposta eletromagnética de um dipolo magnético vertical para um modelo de camadas e para um semi-espaço homogêneo de camadas estratificadas,

e o conceito de impedância mútua.

2.1 Equações de Maxwell e as equações constitutivas

Grant e West (1965) mostra que são cinco os vetores necessários para se determinar os campos elétrico e magnético dentro de uma região. Dentre estes vetores, quatro: \mathbf{b} , \mathbf{h} , \mathbf{e} , \mathbf{d} , descrevem o campo eletromagnético. O último, a densidade de corrente elétrica \mathbf{j} , descreve o movimento de cargas livres. Seus nomes e respectivas unidades no *SI* estão descritos abaixo, onde:

- \mathbf{b} é a indução magnética dada em Weber/m
- \mathbf{h} é a intensidade de campo magnético dado em A/m
- \mathbf{e} é a intensidade do campo elétrico dado em V/m
- \mathbf{d} é o deslocamento dielétrico dado em C/m²
- \mathbf{j} é a densidade de corrente elétrica dada em A/m² e
- ρ é a densidade de cargas elétricas em C/m³

2.1.1 Equações de Maxwell no Domínio do tempo

Relacionando-se os cinco vetores citados acima, em parte, com as equações de Maxwell abaixo, podemos descrever qualquer efeito eletromagnético:

$$\oint_{\mathbf{S}} \mathbf{e} \cdot d\mathbf{S} = \frac{1}{\epsilon_0} \int_{\mathbf{V}} \rho \, dV \quad (2.1)$$

$$\oint_{\mathbf{S}} \mathbf{b} \cdot d\mathbf{S} = 0 \quad (2.2)$$

$$\oint_{\mathbf{C}} \mathbf{e} \cdot d\mathbf{l} = -\frac{\partial}{\partial t} \oint_{\mathbf{S}} \mathbf{b} \cdot d\mathbf{S} \quad (2.3)$$

$$\oint_{\mathbf{C}} \mathbf{b} \cdot d\mathbf{l} = \mu_0 \mathbf{I} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial}{\partial t} \oint_{\mathbf{S}} \mathbf{e} \cdot d\mathbf{S} \quad (2.4)$$

As duas primeiras equações são as leis de fluxo e as duas restantes são as leis de circulação. A segunda representa a lei de Gauss para o magnetismo. Considerando meios materiais,

podemos escrever as equações de Maxwell na seguinte forma diferencial:

$$\nabla \times \mathbf{e} = -\frac{\partial \mathbf{b}}{\partial t}, \text{ Lei de Faraday} \quad (2.5)$$

$$\nabla \times \mathbf{h} = \mathbf{j} + \frac{\partial \mathbf{d}}{\partial t} \quad (2.6)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{b} = 0, \mathbf{b} \text{ solenoidal} \quad (2.7)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{d} = \rho, \text{ Lei de Coulomb.} \quad (2.8)$$

A primeira destas equações, a formulação matemática da lei de Faraday, nos diz que a força eletromotriz total induzida (fem) num circuito é proporcional à taxa de variação com o tempo, do fluxo magnético, passando através de qualquer circuito fechado C com o sinal trocado. A segunda equação, nos apresenta que ao redor de qualquer campo de corrente, existe um campo magnético circular, tal que a $\oint_C \mathbf{h} \cdot d\mathbf{S}$, ao longo de qualquer caminho fechado C , que é proporcional a corrente total, ambas corrente de condução e de deslocamento, as quais fluem ao longo de C . Esta equação representa dois grupos de fluxo de correntes: (\mathbf{j}) (*densidade de corrente ôhmica ou galvânica*) devido ao fluxo dos portadores de corrente elétrica, e $\partial \mathbf{d} / \partial t$ (*densidade de corrente de deslocamento*) devido a separação das cargas elétricas, o que, conseqüentemente, causa o aparecimento do campo elétrico. Porém, a equação 2.8 é muito geral, pois é fácil de mostrar que em qualquer região onde a condutividade não desaparece, a densidade de carga alcançará seu valor de equilíbrio (estado fixo) em um tempo extremamente pequeno ($t = \varepsilon / \sigma$). Isto implica que cargas elétricas não se acumulam apreciavelmente durante o fluxo de corrente, logo a condição para que isso ocorra é determinada pelas equações abaixo:

$$\nabla \cdot \mathbf{j} = 0, \quad (2.9)$$

assim como,

$$\nabla \cdot \mathbf{d} = 0 \quad (2.10)$$

2.1.2 As relações constitutivas

De acordo com Grant e West (1965), baseado na lei de Ohm, nós temos duas outras relações empíricas entre os quatros vetores de campo eletromagnético em meios isotrópicos, contínuos, para o espaço livre no domínio da freqüência:

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H}, \quad (2.11)$$

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E}, \quad (2.12)$$

onde $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ H/m e $\epsilon_0 = 8,854 \times 10^{-12}$ F/m. Estas relações adicionais conectando os diversos campos são utilizadas com o intuito de obter soluções para as equações mostradas na seção 2.1.1. Estas equações adicionais são chamadas de “equações constitutivas do meio”, que relacionam os campos \mathbf{D} e \mathbf{J} com \mathbf{E} , e \mathbf{H} com \mathbf{B} , os quais, descrevem o comportamento

coletivo peculiar dos átomos, em resposta ao estímulo do campo aplicado. Para um meio isotrópico linear, tem-se as seguintes equações constitutivas:

$$\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E} \quad (2.13)$$

$$\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E} \quad (2.14)$$

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H}, \quad (2.15)$$

as quantidades ε , μ , σ são conhecidas como capacidades indutivas do meio:

- ε = permissividade elétrica
- μ = permeabilidade magnética
- σ = condutividade elétrica.

Em meios materiais:

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P} \quad (2.16)$$

$$\mathbf{B} = \mu_0 (\mathbf{H} + \mathbf{M}). \quad (2.17)$$

A *lei de Ohm*, equação 2.14, a mais importante destas equações constitutivas em termos de método indutivo da prospecção Geofísica, relaciona a densidade de corrente com a intensidade de campo elétrico. A permeabilidade magnética, é relacionada diretamente com a susceptibilidade magnética χ , desde que a densidade de fluxo \mathbf{B} , pode ser expresso sempre em termos da intensidade de campo \mathbf{H} e um vetor de magnetização \mathbf{M} , através da equação 2.17. Para muitos materiais a magnetização \mathbf{M} é proporcional a \mathbf{H}

$$\mathbf{M} = \chi \mathbf{H}, \quad (2.18)$$

onde χ é a susceptibilidade magnética, e logo,

$$\mathbf{B} = \mu_0 (1 + \chi) \mathbf{H} \quad (2.19)$$

No sistema cgs a equação correspondente é:

$$\mathbf{B} = \mu_0 (\mathbf{H} + 4\pi \mathbf{M}) = \mu_0 (1 + 4\pi \chi) \mathbf{H} \quad (2.20)$$

2.1.3 Equações de Maxwell no domínio da frequência

No caso em que os parâmetros constitutivos dependam da frequência, as transformadas de Fourier das Equações 2.13, 2.14 e 2.15 se convertem em operações de convoluções, tornando extremamente complicadas as Equações de Maxwell acopladas no domínio do tempo. Transformando as Equações de Maxwell para o domínio da frequência, obtemos as seguintes equações acopladas.

$$\nabla \times \mathbf{E} + i\mu\omega \mathbf{H} = 0, \quad (2.21)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} - (\sigma + i\epsilon\omega) \mathbf{E} = 0. \quad (2.22)$$

2.2 Equação da Onda Eletromagnética

De acordo com Grant e West (1965), utilizando as relações constitutivas, nós podemos eliminar três das cinco variáveis das equações de Maxwell e reduzir estas equações ao seguinte grupo de equações:

$$\nabla \times \mathbf{e} = -\mu \frac{\partial \mathbf{h}}{\partial t} \quad (2.23)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{h} = 0 \quad (2.24)$$

$$\nabla \times \mathbf{h} = \sigma \mathbf{e} + \epsilon \frac{\partial \mathbf{e}}{\partial t} \quad (2.25)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{e} = 0 \quad (2.26)$$

No caso onde exista uma densidade de corrente \mathbf{j}_0 devido a uma fonte independente do campo eletromagnético, nós reescrevemos a equação 2.25 da seguinte forma:

$$\nabla \times \mathbf{h} = \sigma \mathbf{e} + \epsilon \frac{\partial \mathbf{e}}{\partial t} + \mathbf{j}_0 \quad (2.27)$$

As quatro equações podem ser reduzidas ainda mais aplicando-se o rotacional nas equações 2.23 e 2.25 e substituindo uma na outra. Então fazendo uso do vetor identidade $\nabla \times (\nabla \times \mathbf{A}) = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{A}) - \nabla \cdot \nabla \mathbf{A} = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{A}) - \nabla^2 \mathbf{A}$, onde $\nabla^2 \mathbf{A}$ é o operador Laplaciano em coordenadas retangulares de \mathbf{A} , se obtém:

$$\nabla^2 \mathbf{e} - \mu \epsilon \frac{\partial^2 \mathbf{e}}{\partial t^2} - \mu \sigma \frac{\partial \mathbf{e}}{\partial t} = 0 \quad (2.28)$$

$$\nabla^2 \mathbf{h} - \mu \epsilon \frac{\partial^2 \mathbf{h}}{\partial t^2} - \mu \sigma \frac{\partial \mathbf{h}}{\partial t} = 0. \quad (2.29)$$

Nestas duas relações pode-se observar que ambos os campos \mathbf{e} e \mathbf{h} podem se propagar como uma onda dissipativa. Estas são as equações da onda atenuada para os campos magnético e elétrico no domínio do tempo em uma região homogênea.

Na maioria dos casos nós estaremos lidando com campo alternados, e nós podemos assumir então para \mathbf{h} e \mathbf{e} uma dependência no tempo que é da forma $\mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = \text{Re} \mathbf{H}(\mathbf{r}, \omega) e^{i\omega t}$ onde ω é a frequência do campo ($\omega = 2\pi f$). Portanto as equações anteriores tornam-se, no domínio da frequência:

$$\nabla^2 \mathbf{E} + k^2 \mathbf{E} = 0 \quad (2.30)$$

$$\nabla^2 \mathbf{H} + k^2 \mathbf{H} = 0, \quad (2.31)$$

$$k^2 = (\mu \epsilon \omega^2 - i \mu \sigma \omega), \quad (2.32)$$

Tais equações são comumente conhecidas como as equações de Helmholtz em \mathbf{E} e \mathbf{H} . Neste caso os parâmetros do meio μ , σ e ϵ podem variar com a frequência, diferente da situação nas equações 2.23 e 2.25, onde estes parâmetros são constante com relação ao tempo.

Para o caso quasi-estático, em que a corrente de deslocamento é muito menor do que a corrente de condução, $\mu\epsilon\omega^2 \gg i\mu\sigma\omega$, para materiais da terra com frequência menor que 10^5 Hz, a equação 2.28 e 2.29,

$$\nabla^2 \mathbf{e} - \mu\sigma \frac{\partial \mathbf{e}}{\partial t} = 0, \quad (2.33)$$

$$\nabla^2 \mathbf{h} - \mu\sigma \frac{\partial \mathbf{h}}{\partial t} = 0, \quad (2.34)$$

e sob estas circunstâncias o número de onda pode ser dado por:

$$k = (-i\mu\sigma\omega)^{\frac{1}{2}}.$$

As equações 2.33 e 2.34 representam as equações de difusão, no domínio do tempo. Estas equações são importantes para o reconhecimento do fenômeno da difusão da onda eletromagnética em um meio material real e para conduzir uma melhoria na resolução dos métodos eletromagnéticos de prospecção.

No caso particular para $\omega = 0$ em uma região desprovida de fonte, as equações 2.30 e 2.31 se reduzem as seguintes Equações de Laplace.

$$\nabla^2 \left\{ \begin{array}{c} \mathbf{E} \\ \mathbf{H} \end{array} \right\} = 0. \quad (2.35)$$

Uma interpretação adequada dos dados geofísicos relacionados ao campo do eletromagnetismo requer a solução das Equações de Helmholtz ou das Equações de Laplace descritas acima. O problema pode ser abordado e resolvido mais facilmente em diversos casos, com o auxílio de funções potenciais. Entre as funções potenciais relacionadas ao eletromagnetismo encontram-se.

Potencial Magnetostático : $\mathbf{H} = -\nabla V$. Neste caso não há distinção entre os domínios do tempo e da frequência.

Potencial Elétrico de Corrente Contínua : $\mathbf{E} = -\nabla U$. Também para este caso não há distinção entre os domínios do tempo e da frequência.

Potencial Vetorial Magnético : $\mathbf{b} = \nabla \times \mathbf{a}$, ou $\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$. Neste caso,

$$\mathbf{e} = -\nabla U - \frac{\partial \mathbf{a}}{\partial t},$$

e os dois potenciais se relacionam pela condições de Lorentz,

$$\nabla \cdot \mathbf{a} + \mu\epsilon \frac{\partial U}{\partial t} + \mu\sigma U = 0.$$

Outros potenciais podem ser empregados, como é o caso dos dois potenciais vetoriais de Hertz, e os dois potenciais vetoriais de Schelkunoff, cada um deles relacionados ou a fontes elétricas ou a fontes magnéticas.

2.2.1 Propagação de Ondas Eletromagnéticas na matéria: dispersão

A experiência nos mostra que a velocidade de propagação de uma onda eletromagnética na matéria é diferente de sua propagação no vácuo. Para entender por que essas velocidades são diferentes na matéria e no vácuo, devemos entender que além da discussão baseada na ausência de cargas e correntes, quando uma onda eletromagnética propaga-se na matéria, mesmo que não haja cargas livres e correntes, ela induz cargas e correntes na substância, como resultado da polarização e magnetização do meio pela onda eletromagnética implicando na substituição das constantes ϵ_0 e μ_0 , nas equações de Maxwell, pela permissividade elétrica ϵ e pela permeabilidade μ , característica do material. Portanto, a velocidade da onda torna-se

$$\nu = 1/\sqrt{\epsilon\mu} \quad (2.36)$$

A razão entre a velocidade das ondas eletromagnéticas no vácuo, c , e na matéria, ν , é chamada índice de refração da substância, designado por n . Este é um conceito útil para descrever as propriedades dos materiais, em relação as ondas eletromagnéticas. Então

$$n = \frac{c}{\nu} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0\mu_0}}\sqrt{\epsilon\mu} = \sqrt{\frac{\epsilon\mu}{\epsilon_0\mu_0}}. \quad (2.37)$$

Mas ϵ/ϵ_0 e μ/μ_0 , são a permissividade (ϵ_r) e a permeabilidade (μ_r) do meio. Então

$$n = \sqrt{\epsilon_r\mu_r}. \quad (2.38)$$

Em geral, como μ_r difere pouco de 1 para a maioria das substâncias que transmitem ondas eletromagnéticas, podemos escrever, como aproximação satisfatória,

$$n = \sqrt{\epsilon_r} \quad (2.39)$$

Essa relação proporciona um método experimental simples para determinar a permissividade relativa da substância, caso o índice de refração possa ser obtido independentemente em uma medida. Usando N para o número de elétrons por unidade de volume, temos que

$$n^2 = \epsilon_r = 1 + \frac{Ne^2}{m_e\epsilon_0} \left(\sum_i \frac{f_i}{\omega_i^2 - \omega^2} \right). \quad (2.40)$$

Portanto o índice de refração depende da frequência da onda e, conseqüentemente, do comprimento de onda. Assim, a velocidade de fase $\nu = c/n$ da onda eletromagnética na matéria também depende da frequência da radiação. Portanto, as ondas eletromagnéticas sofrem dispersão quando se propagam na matéria, isto é, um impulso contendo várias frequências será distorcido porque cada componente viajará com uma velocidade diferente.

2.3 Dipolo magnético vertical: resposta para um modelo de camadas

Para um semi-espaço estratificado horizontalmente, como mostra a Figura 2.1, uma solução particular para o campo primário proveniente de um dipolo magnético vertical na direção do eixo z , com densidade de momento $M = m\mathbf{u}_z$, situado a uma altura $z = -h$ acima da superfície da terra, pode ser obtida, sabendo que devido à simetria do problema, o fluxo de corrente é somente horizontal, conseqüentemente, não existe componente vertical do campo elétrico, e o campo EM do dipolo magnético vertical acima das camadas horizontais é um campo elétrico transiente (*TE field*). Portanto, devido à simetria, existirá somente um componente ϕ do campo elétrico, em função de E_x e E_y , e o campo magnético terá somente um componente radial, dado por:

$$H_\rho = \frac{m}{4\pi} \int_0^\infty [e^{-u_n(z+h)} - r_{TE}e^{u_n(z-h)}] \lambda^2 J_1(\lambda\rho) d\lambda. \quad (2.41)$$

Esta equação é uma expressão geral para o componente radial do campo magnético proveni-

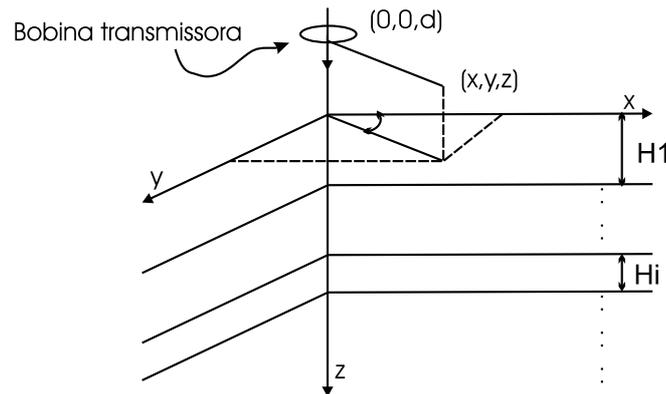


Figura 2.1: Semi-espaço estratificado horizontalmente de camadas

ente de um dipolo vertical colocado acima da superfície do semi-espaço qualquer. Se a fonte e o receptor forem colocados na superfície do semi-espaço, fazendo $h = z = 0$, a expressão de H_ρ torna-se:

$$H_\rho = \frac{m}{4\pi} \int_0^\infty [1 - r_{TE}] \lambda^2 J_1(\lambda\rho) d\lambda \quad (2.42)$$

onde r_{TE} é o coeficiente de reflexão, que pode ser simplificado se nós considerarmos a permeabilidade magnética igual a do espaço livre. Então, fazendo $\mu = \mu_0$, a expressão de r_{TE} para baixas freqüências, de muito interesse nas aplicações geofísicas, é dada por:

$$r_{TE} = \frac{\lambda - \hat{u}_1}{\lambda + \hat{u}_1} \quad (2.43)$$

onde a equação geral de \hat{u}_n para várias camadas é dada por:

$$\hat{u}_n = u_n \frac{\hat{u}_{n+1} + u_n \tanh(u_n h_n)}{u_n + \hat{u}_{n+1} \tanh(u_n h_n)}.$$

Seguindo a sugestão de Knight e Raiche (1982), usando a função $\exp(-2u_i h_i)$, \hat{u}_n fica reescrita como

$$\hat{u}_n = u_n \frac{1 + \frac{\hat{u}_{n+1} - u_n}{\hat{u}_{n+1} + u_n} e^{-2u_n h_n}}{1 - \frac{\hat{u}_{n+1} - u_n}{\hat{u}_{n+1} + u_n} e^{-2u_n h_n}}$$

mais adequada para cálculos computacionais.

2.3.1 Semi-espaço homogêneo

Somente para o caso em que a fonte e o receptor estejam situados sobre a superfície de um semi-espaço homogêneo dentro de uma aproximação quasi-estática ($k_0 \simeq 0$), é que se pode derivar expressões analíticas para os campos. Esta aproximação quasi-estática é válida quando as distâncias são menores que o comprimento da onda no espaço livre, e, conseqüentemente, é aplicado para muitos casos de interesse geofísico.

No plano da bobina, o componente radial do campo magnético primário é zero, portanto necessita-se considerar apenas o campo secundário, o qual pode ser reescrito como,

$$H_\rho = \frac{-mk^2}{4\pi\rho} [I_1(ik\rho/2)K_1(ik\rho/2) - I_2(ik\rho/2)K_2(ik\rho/2)], \quad (2.44)$$

que é uma simplificação da expressão dada por Wait (1955).

2.4 Impedância Mútua

De acordo com Grant e West (1965), a impedância mútua é um conceito muito usado para descrever a interação à distância entre circuitos elétricos devido à indução eletromagnética. Ela aparece na exploração eletromagnética induzida pois, na maioria dos casos, o transmissor e o receptor são ambas bobinas simples e existe uma preocupação com a interação entre elas. Grant e West (1965) trata a impedância mútua somente considerando o problema entre duas bobinas. Eles consideram que o transmissor e o receptor são simples bobinas de pequena seção transversal, mantidas fixas suas posições e orientações uma em relação à outra. A *fem* induzida no receptor é proporcional à taxa de tempo de mudança da corrente no transmissor, e a constante de proporcionalidade é chamada de coeficiente de impedância mútua. Então se o fluxo de corrente dentro da bobina transmissora é I_1 e se ela varia senoidalmente com

o tempo e com uma frequência angular ω , podemos escrever a *fem* induzida no receptor, em volts, como:

$$\varepsilon_2 = -i\omega M_{12}I_1, \quad (2.45)$$

onde, M_{12} é o coeficiente de impedância mútua medida em Henry. Em virtude da reciprocidade da lei de Helmholtz, seção 2.2, a recepção e a transmissão estão em função das duas bobinas, podendo ser trocadas sem afetar o valor de M_{12} . Então,

$$M_{12} = M_{21}.$$

Segundo Grant e West (1965) se as duas bobinas estiverem no espaço livre, o potencial magnético do transmissor em um ponto \mathbf{r}_2 dentro da bobina receptora é

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}_2) = \frac{\mu_0 I_1}{4\pi} \oint_1 \frac{d\mathbf{l}_1}{|\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1|}. \quad (2.46)$$

Sabendo que o subscrito 1 é aplicado as quantidades medidas na posição do transmissor e o subscrito 2, para as quantidades medidas na posição do receptor. O fluxo magnético interceptado pelo receptor seria então:

$$\phi_2 = \int_2 [\nabla \times \mathbf{A}(\mathbf{r}_2)] \cdot d\mathbf{S}_2 \quad (2.47)$$

e deste modo,

$$\varepsilon_2 = \frac{\partial \phi_2}{\partial t} = -i\omega \phi_2 \quad (2.48)$$

Se a distância entre as bobinas for maior do que o diâmetro das mesmas, a expressão 2.48 simplifica-se consideravelmente. Para iniciarmos, o potencial magnético da posição relativa do transmissor e do receptor pode ser aproximada por,

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}_2) = \frac{\mu_0 a_1^2 I_1}{4} \left(\mathbf{n}_1 \times \nabla_1 \frac{1}{|\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1|} \right) \quad (2.49)$$

Onde \mathbf{n}_1 é um vetor unitário na direção do eixo do transmissor. A *fem* induzida no receptor, para esta aproximação será dada por:

$$\varepsilon_2 = -i\omega \phi_2 = \frac{i\omega \mu_0 \pi a_1^2 a_2^2 I_1}{4} \mathbf{n}_2 \cdot \nabla_2 \times \left(\mathbf{n}_1 \times \nabla_1 \frac{1}{|\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1|} \right) \quad (2.50)$$

Segundo Grant e West (1965), dois casos são de fundamental importância para os métodos eletromagnéticos de indução:

1. As bobinas são coaxiais e a distância entre seus centros é igual a l . Para esta configuração o coeficiente de impedância mútua é dado por:

$$M_{12} = \frac{\mu_0 \pi a_1^2 a_2^2}{2l^3}, l \gg a_1, a_2 \quad (2.51)$$

2. As bobinas são coplanares e a distância entre seus eixos é l . Neste caso,

$$M_{12} = \frac{\mu_0 \pi a_1^2 a_2^2}{4l^3}, l \gg a_1, a_2 \quad (2.52)$$

Em ambos os casos os vetores unitários normais \mathbf{n}_1 e \mathbf{n}_2 são assumidos como estando em paralelo. Se o transmissor e o receptor são colocados em posições relativas fixas, como é o caso de alguns sistemas de prospecção, neste caso somente a presença de um condutor e/ou uma zona permeável na vizinhança irá causar mudanças no valor da impedância mútua. Desde que a intensidade do campo secundário produzido por tal corpo anômalo deva ser proporcional a intensidade do campo primário, que é proporcional ao fluxo de corrente elétrica no transmissor, e desde que uma adicional *fem* induzida no receptor deva ser proporcional à taxa de variação no tempo do campo secundário que penetra neste, pode-se de maneira similar reescrever que:

$$\delta\varepsilon = -i\omega\delta M_{12}I_1 \quad (2.53)$$

A anomalia eletromagnética é exatamente o quociente adimensional:

$$\frac{\delta\varepsilon_2}{\varepsilon_2} = \frac{\delta M_{12}}{M_{12}}, \quad (2.54)$$

e geralmente medida em *ppm* ou porcentagem. A quantidade δM_{12} é geralmente complexa, pois as mudanças verificadas no coeficiente de impedância mútua entre o par de bobinas, quando são colocadas próximas a regiões condutoras, não estão geralmente em fase com a corrente no transmissor I_1 .

Wait (1955) e Frischknecht (1967) introduziram em termos práticos a razão Z/Z_0 como sendo a forma da impedância mútua, onde Z é a impedância de uma pequena bobina situada na superfície da terra, e Z_0 é a impedância mútua desta mesma bobina embutida em um semi-espaço. Esta razão é obtida pela divisão entre o campo magnético total na bobina receptora e o campo magnético primário (campo magnético medido no espaço livre). Para bobinas coplanares no espaço livre a impedância mútua é igual a $-m/4\pi\rho^3$, enquanto que para bobinas coaxiais é dado por $m/2\pi\rho^3$.

CAPÍTULO 3

A exploração eletromagnética

O método de exploração eletromagnética opera do seguinte modo: um campo magnético alternado é estabelecido pela passagem de uma corrente alternada dentro de uma bobina ou ao longo de um fio muito longo. Este campo é medido em um receptor, que consiste de uma bobina conectada a um amplificador eletrônico sensível ou a uma ponte de potenciômetro. A frequência da corrente alternada é escolhida de tal forma que um campo de corrente circular “eddy-currents field” é induzido na terra, se esta apresentar uma condutividade média. Ordinariamente, isto fixa um limite superior na frequência operacional de cerca de 5000 Hz, embora existam casos em que são conhecidas frequências maiores que 50 kHz. Se a fonte e o receptor são trazidos para próximos de uma zona condutora, será criado um forte campo de correntes “eddy currents” que irá circular dentro desta zona, e um apreciável campo magnético secundário se formará. Perto do condutor este campo secundário ou anômalo pode ser comparável em magnitude com o campo primário ou normal (o que prevalece na ausência da zona condutora), neste caso, este pode ser facilmente detectado pelo receptor. A exploração para estas zonas anômalas é realizada atravessando sistematicamente as camadas do solo com uma única unidade receptora ou com a fonte e receptor em combinação, dependendo do sistema em uso. Na prática, a distância entre a fonte e o receptor é geralmente de alguns 300 m. O comprimento de onda para frequências menores que 500 Hz, representa apenas uma fração muito pequena do comprimento de onda no espaço livre. Este é um dos mais importantes pontos a serem considerados para o entendimento dos princípios do método eletromagnético de indução. Isto quer dizer que em regiões dentro das quais são realizadas as observações eletromagnéticas, as radiações muito fracas e retardamentos de fase são desprezíveis, de forma que seu efeito de propagação pode ser desconsiderado completamente. Métodos de indução eletromagnéticos, portanto, estão mais relacionados aos métodos de campo potenciais, como a gravidade e métodos magnéticos, do que com o método sísmico que depende da propagação de ondas sísmicas.

Na indústria do petróleo, sísmica de reflexão é usada geralmente para determinar estruturas em subsuperfície e para localizar reservatórios potenciais, mais este método, geralmente é inadequado para a determinação da natureza do conteúdo de fluido das rochas. Entretanto, este conhecimento passa a adquirir grande importância na indústria de Petróleo, na tentativa de se evitar perfurar poços secos, diante da possibilidade da rocha reservatório conter

hidrocarbonetos ou não. O método EM tem o potencial para reduzir os riscos de se perfurar um poço seco, pois este, pode discriminar entre reservatórios saturados com água (baixa resistividade) e reservatórios saturados com hidrocarbonetos (alta resistividade). Até agora entretanto, depois de décadas de pesquisas e desenvolvimento, tem sido falha a tentativa de aumentar este potencial para resultados de campo, o que seria de muito valor para a indústria de petróleo.

O volume resistivo de uma rocha depende da porosidade, da resistividade do fluido do poro e da saturação. Conseqüentemente, as resistividades obtidas através de sondagens em poços são rotineiramente utilizadas para o cálculo da porosidade e da saturação das rochas reservatório. Quando o fluido poroso dentro da rocha muda de água para hidrocarbonetos, muita das propriedades físicas da rocha mudam também. A resistividade elétrica é a mais afetada, portanto, a substituição da salmoura pelo óleo no reservatório pode causar uma mudança na resistividade elétrica da rocha reservatório de muitas ordens de magnitude, por outro lado, este efeito pode ser pouco observado pelo contraste de impedância acústica. A principal razão pela qual o método EM ser raramente utilizado pela indústria de petróleo é devido à baixa resolução dos dados EM convencionais em comparação com a resolução sísmica, pois a propagação da onda eletromagnética obedece à equação de Difusão, e a dispersão do pulso EM ocorre em tempo e distância, enquanto que a propagação da onda sísmica obedece à equação da onda e o pulso sísmico viaja a grandes distâncias com uma pequena perda de sua resolução. Entretanto, novos sistemas de registros a multi-canais têm garantido um aumento da faixa dinâmica do dado EM. O método eletromagnético transiente em princípio permite trabalhar em uma escala enorme de frequência dentro do espectro eletromagnético e pode, desse modo, obter assim mais informações sobre a distribuição da resistividade em subsuperfície, do que os que trabalham com resistividade dc ou os equipamentos de medidas EM de frequência baixa única (*shallow single-frequency*).

Wright et al. (2002) apresentaram resultados provenientes do experimento realizado com o método eletromagnético transiente para a detecção de hidrocarbonetos e sua monitoração dentro do reservatório. O método é ilustrado com os dados obtidos através de multi-canais de medidas eletromagnéticas transiente (MTEM). Como novos sistemas de registros a multi-canais têm garantido um aumento da faixa dinâmica do dado EM, o MTEM promove ao dado EM um aumento da resolução e da cobertura espacial do dado. A idéia básica do método eletromagnético transiente envolve a injeção de uma corrente dentro do terreno em um ponto e a medição da resposta da terra (o gradiente do potencial elétrico ou a razão da mudança do campo magnético) em um outro ponto. O fluxo de corrente que circula no terreno é determinado pela resistividade das rochas que o compõe. O objetivo destas medidas é a determinação de sua resistividade. Ellingsrud et al. (2002), demonstram que pelo uso do *seabed logging (SBL)*, uma aplicação especial da sondagem eletromagnética que utiliza

fontes controladas no domínio da frequência (*CSEM*), que a existência ou não de hidrocarbonetos dentro da camada pode ser determinada e sua extensão e limites laterais podem ser quantificados. Tais informações promovem valores complementares sobre a geometria e características do reservatório obtidas pelas sondagens sísmicas. O objetivo do experimento foi demonstrar que o *SBL* pode detectar diretamente camadas do assoalho oceânico saturadas com hidrocarboneto. Tarso et al. (2003) fizeram um estudo da resposta eletromagnética em reservatórios próximos a superfície trabalhando na bacia Sergipe-Alagoas, bacia costeira brasileira. As medidas foram conduzidas em três campos de petróleo conhecidos desta bacia, como parte do projeto da CENPES/Petrobrás, para a investigação da possibilidade de mapear a pluma de alteração de hidrocarbonetos sobre os reservatórios da bacia. Tarso et al. (2003) concluíram que a identificação da anomalia eletromagnética associada à pluma de alteração sobre o reservatório ilustra a importância das sondagens obtidas pelo método eletromagnético transiente (*TEM*) durante a fase de reconhecimento da exploração de petróleo nas bacias costeiras brasileiras e que este estudo poderia, por exemplo, evitar a perfuração de um grande número de poços secos na região.

3.1 Resistividade aparente

Na caracterização elétrica de um meio geológico, tem sido muito utilizado o conceito de resistividade elétrica dos materiais. As medidas de resistividade elétrica são realizadas em amostra de mão, nas medidas em laboratórios, ou determina-se seu valor médio para um certo volume de material, nas medidas *in situ* em torno de poços, ou de zonas de exploração, quando assume a designação de resistividade aparente.

Esta resistividade aparente, amplamente utilizada em métodos geofísicos elétricos e eletromagnéticos, corresponde ao valor da resistividade de um semi-espaco ideal homogêneo e isotrópico, que responderia com as mesmas voltagens observadas, para idêntica configuração transmissor-receptor e características instrumentais. Nos métodos elétricos de corrente contínua, a resistividade aparente é uma quantidade real, enquanto que para campos alternados, essa função passa a ser uma quantidade complexa, segundo Dias (1968).

3.2 Profundidade de exploração

A profundidade de exploração eletromagnética é estudado por vários autores, existindo muitos conceitos para o caso de fontes próximas. Ward et al. (1974) referem ser uma prática em exploração mineral estimar a profundidade de exploração como cerca de metade da separação transmissor-receptor para sistemas indutivos de bobinas horizontais. Dias (1968) define a profundidade de exploração como sendo a profundidade na qual a heterogeneidade

iria alterar de 10% o valor dos campos obtidos para um semi-espaço homogêneo, para uma dada posição do transmissor e o ponto de observação.

Sato (1979) e Dias e Sato (1981) usaram como fonte um dipolo magnético vertical, na superfície de um semi-espaço homogêneo e isotrópico de condutividade real. Sato e Dias definiram como profundidade de exploração àquela associada a um ponto do interior do semi-espaço, em que a intensidade do campo elétrico cai $1/e$ do seu valor em um ponto da superfície, diretamente acima do ponto considerado, sendo “e” a base dos logaritmos naturais. Com base nesta definição, os autores demonstram que a máxima profundidade de exploração que se pode alcançar é a distância r transmissor-receptor, por menor que seja a frequência ω . Concluem ainda que a região que mais contribui para o sinal recebido está acima da superfície de um cone com vértice no transmissor, (Figura 3.1 e 3.2), e abaixo da qual o campo elétrico tem módulo inferior a $1/e$ do seu valor na superfície do semi-espaço. No interior desta região, e à meia distância entre a superfície do terreno e a superfície do cone, estão o lugar geométrico dos pontos que são associados às medidas observadas, por terem eles maior contribuição do que os demais. Desta forma, o ponto principal fica localizado a uma distância lateral do receptor que varia de $0,2 r$, no sentido do transmissor, enquanto que verticalmente está entre $0,4 r$ e $0,5 r$.

Devido ao caráter fundamental da corrente elétrica para a geração do campo magnético observado e de forma a implementar o esquema de plotação deste ponto, desenvolvido por Sato (1979), em nosso caso, vamos definir a profundidade de exploração como aquela mesma utilizada por Sato (1979), para um dipolo magnético vertical.

3.3 Número de onda e “skin-depth”

O número de indução, θ , para σ real é definido por:

$$\theta = (\omega\mu_0\sigma/2)^{1/2}r = r/\delta, \quad (3.1)$$

onde $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ H/m, $\omega = 2\pi f$ (com f dado em Hz), $\sigma =$ condutividade do semi-espaço homogêneo, $r =$ distância transmissor-receptor e $\delta =$ “skin depth”. Logo, quando r/δ converge para o seu valor assintótico para valores elevados de θ ,

$$\delta_{op} = (\omega\mu_0\sigma/2)^{-1/2}, \quad (3.2)$$

$$\theta = r/\delta_{op} \quad (3.3)$$

onde, $\delta_{op} =$ *skin depth* para uma onda plana.

3.4 Associação de ponto da sub-superfície aos parâmetros calculados

O procedimento aqui adotado, primeiramente, será o mesmo adotado por Sato (1979), como mostrado na Figura 3.1 e 3.2. Neste item, com vistas ao procedimento e interpretação dos dados calculados decorrentes da percepção de que o sinal medido no receptor, para uma dada configuração Tz-Rx e um dado valor da frequência, conquanto resulte da interação dos campos eletromagnéticos primários com uma vasta região do espaço condutor, sendo espaço tratado como se fosse um semi-espaço homogêneo e infinito, existe uma “zona principal”, com dimensão em geral pequena, responsável pela maior parte do campo espalhado pelo meio. No presente caso, o componente radial do campo primário é zero, devendo-se quase que 100% desse componente ao campo espalhado pelo semi-espaço condutor. Esta é a razão pela qual se dá prioridade ao trato com este componente. Na dissertação de mestrado de Sato (1979) e na tese de doutorado de Brito (1994), ficou demonstrado a existência desta zona principal e determinada a sua posição aproximada em uma pseudo-seção bidimensional.

A profundidade de penetração, δ , adotada por Sato (1979) e utilizada neste trabalho,

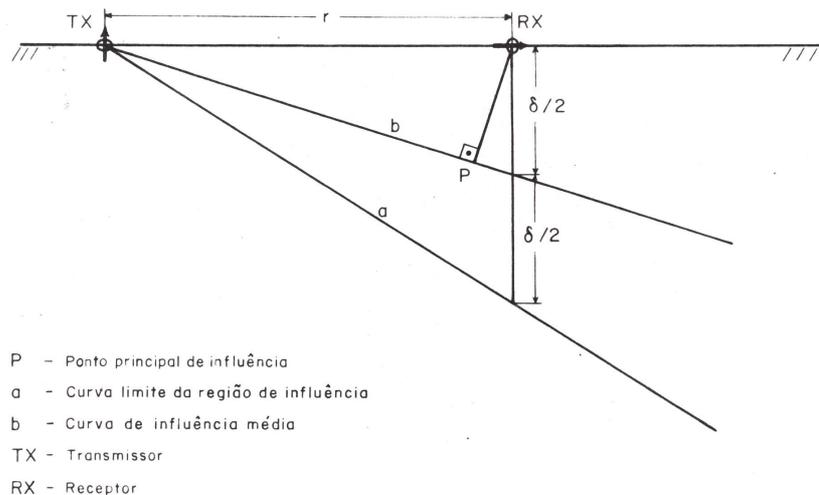


Figura 3.1: Esquema para localização do ponto principal de influência para o sinal observado, proposto por Sato (1979).

foi efetuada mantendo um valor de θ e variando r/δ , uma vez que se trata de variáveis independentes. O gráfico r/δ em função de θ vem apresentado na Figura 3.3, construído a partir da solução numérica definida em Sato (1979). O autor mostra que este resultado coincidiu com a percepção intuitiva, segundo a qual a onda do dipolo tenderá a uma onda plana assintoticamente quando θ cresce, seja através do aumento do afastamento Tz-Rx, seja pela elevação da frequência, ou ainda através da elevação da condutividade do semi-espaço condutor, de tal modo que a dimensão r se torne significativamente maior do que o

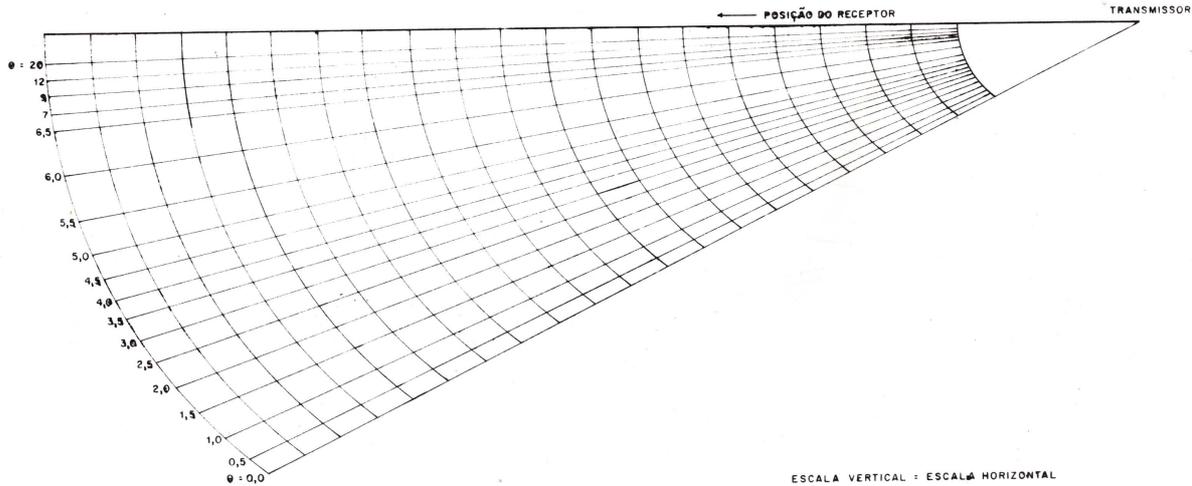


Figura 3.2: Monograma para a construção de pseudo-seções dado o número de indução θ_a e a posição do receptor na superfície, proposto por Sato (1979).

comprimento de onda no interior do semi-espço.

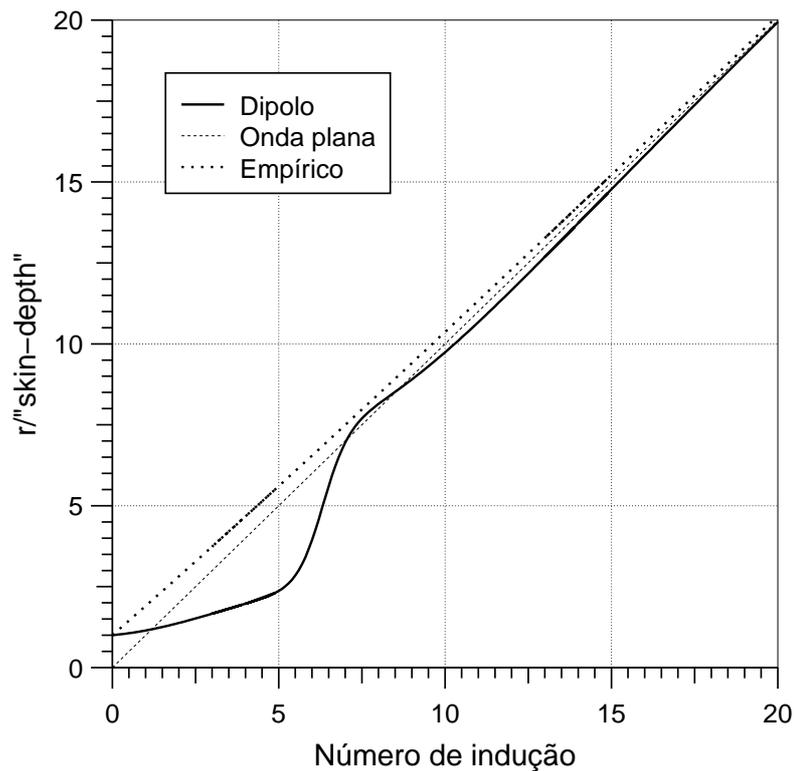


Figura 3.3: Razão do espaçamento (r) para o "skin Depth" (δ) do dipolo magnético vertical em função do número de indução (θ), para semi-espço isotrópico.

No trabalho de Sato (1979) notou-se que, embora o θ dependa de r , o seu valor também pode variar com a frequência independente de r . Portanto, fixando θ , a função δ define a

superfície de um cone, como mostra a Figura 3.2, com vértice na posição do centro da bobina transmissora, limitando inferiormente uma certa região do espaço. Esta região, fisicamente deve contribuir com a maior intensidade para os campos secundários observados na superfície e na região abaixo o campo elétrico é menor $1/e$ do seu valor no ponto da superfície localizado verticalmente acima, o mesmo ocorre com a densidade elétrica. A associação destes valores ao ponto do semi-espaço homogêneo, neste trabalho assim como no de Sato (1979), satisfaz as seguintes condições:

- vamos admitir que esses pontos se localizam a meia distância entre a superfície do cone descrita anteriormente e a superfície do semi-espaço, ou seja, pertencem aos pontos de uma segunda superfície cônica com centro na posição do dipolo transmissor e profundidade que equivale à metade do “skin-depth”, $\delta/2$, abaixo de cada ponto da superfície do semi-espaço, para um mesmo valor do número de indução, quando se faz variar a separação Tz-Rx.
- corresponder ao ponto mais próximo da posição do receptor.

Portanto, o volume elementar de corrente com máxima contribuição para o efeito médio observado no receptor deve coincidir, intuitivamente, com a posição do ponto geometricamente mais próximo da posição do receptor e pertencer à superfície cônica intermediária, conforme Figura 3.1.

3.4.1 Processo de geração do dado teórico

O processo de geração do dado teórico aqui descrito pelo fluxograma da Figura 3.4, começa com o fornecimento do número de camadas utilizadas no modelo, e seus respectivos valores de resistividades e espessuras, sendo que a última camada possui espessura infinita, e dos valores da separação transmissor-receptor e a faixa de frequência utilizada. Estes dados são incluídos a um arquivo procedimento (3c-fa.sh) e, em seguida, são processados no programa chamado prog.layers com a finalidade de se calcular e obter os valores de impedância mútua para o modelo, onde em seguida estes dados de impedância juntamente com a frequência, distância Tz-Rx e outros, são armazenados em um arquivo.dat (3c-fa.dat). Este arquivo será automaticamente acrescentado ao procedimento de inversão (proc-inversão, abn2nt), gerando o número de indução aparente e parâmetro de polarização, utilizando o ábaco idealizado por Dias, visto na Figura 3.5, os valores de condutividade e resistividade aparente são associados a um valor de profundidade e espaçamento Tz-Rx (r), os quais serão calculados através da razão r/δ para um dipolo magnético vertical em função do número de onda θ , ver Figura 3.3, e esta associação de z e r a estes valores será feita através do esquema definido em Sato (1979) para a associação do ponto de maior influência visto no monograma da Figura 3.2. Estes dados agora serão armazenados em um outro arquivo.dat (3c-fa-invertido.dat) na seguinte

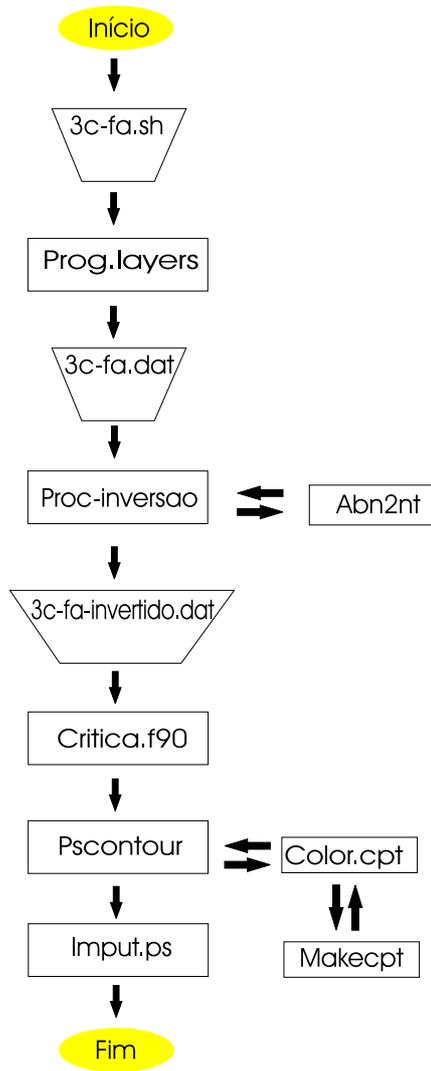


Figura 3.4: Fluxograma

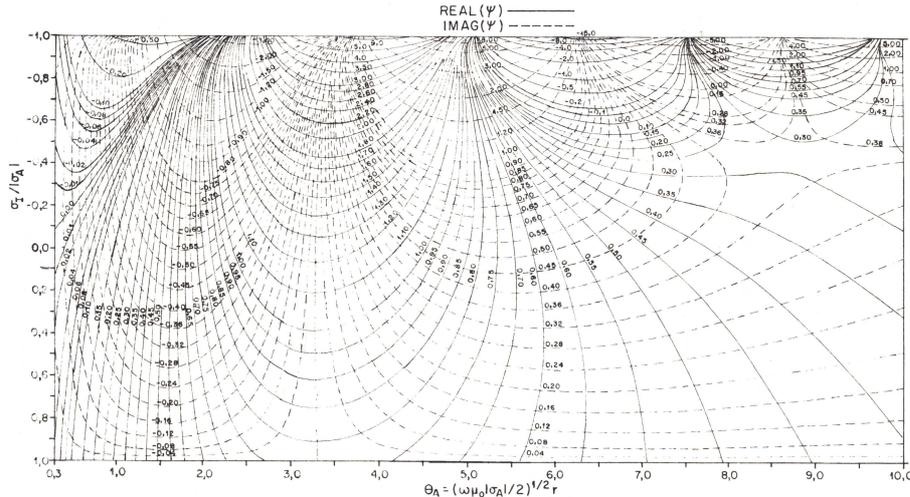


Figura 3.5: Solução gráfica de Dias(1978) para a inversão das partes reais e imaginária da impedância mútua, no domínio quasistático, para os valores aparente de θ_a e $\sigma_I/|\sigma_a|$.

seqüência: separação Tz-Rx, frequência (Hz), parte real de Z/Z_0 , parte imaginária de Z/Z_0 , número de indução. Em um passo seguinte, os dados deste arquivo serão acrescentados a mais um outro procedimento para a geração das imagens (plota-gmt.sh), que fará primeiramente uma crítica aos valores de número de indução, eliminando os números de induções θ pequenos e todos os valores a eles associados. Esta crítica é feita da seguinte forma, analisa os valores de θ anteriores e posteriores na ordem crescente de r , quando o valor do número de indução começa a diminuir, o programa elimina toda a coluna de valores de θ e seus parâmetros associados, até ocorrer uma mudança do valor de separação Tz-Rx. Feita esta crítica, os dados são automaticamente levados ao programa GMT (Wessel e Smith, 1998) para a criação das curvas de contorno, o `pscontour`, que através da metodologia de adequação da densidade de contorno e do intervalo de contorno, à necessidade específica de cada modelo, pode-se criar a grade para a definição e traçamento das curvas e exibição do arquivo de saída em PostScript(ps). A idéia da criação deste fluxograma foi a automatização de todo este processo que culminou na geração das pseudo-seções.

3.5 Modelagem e inversão para a resitividade aparente

A modelagem foi feita usando a expressão abaixo Ward et al. (1974) para o campo magnético radial H , devido a um dipolo magnético vertical m sobre um semi-espaco formado por camadas horizontais, homogêneas e isotrópicas, visto na seção 2.3:

$$H_\rho = \frac{m}{4\pi} \int_0^\infty [1 - r_{TE}] \lambda^2 J_1(\lambda\rho) d\lambda \quad (3.4)$$

onde r_{TE} é o coeficiente de reflexão, fazendo $\mu = \mu_0$, a expressão de r_{TE} para baixas frequências é dada por:

$$r_{TE} = \frac{\lambda - \hat{u}_1}{\lambda + \hat{u}_1} \quad (3.5)$$

e \hat{u}_n para várias camadas é dada por:

$$\hat{u}_n = u_n \frac{\hat{u}_{n+1} + u_n \tanh(u_n h_n)}{u_n + \hat{u}_{n+1} \tanh(u_n h_n)}.$$

Seguindo Knight e Raiche (1982), usando a função $\exp(-2u_i h_i)$, \hat{u}_n fica reescrita como

$$\hat{u}_n = u_n \frac{1 + \frac{\hat{u}_{n+1} - u_n}{\hat{u}_{n+1} + u_n} e^{-2u_n h_n}}{1 - \frac{\hat{u}_{n+1} - u_n}{\hat{u}_{n+1} + u_n} e^{-2u_n h_n}}$$

mais adequada para cálculos computacionais, e $\hat{u}_N = u_N$. A integração numérica propriamente dita foi feita usando o método da filtragem (Anderson, 1975). Dias et al. (2001) mostraram o processo de inversão que permite a obtenção da resistividade elétrica complexa aparente a partir da impedância mútua complexa que se obtém dividindo-se o campo H_r secundário, descrito anteriormente, pelo campo primário $H_{P,z}$ na mesma posição. Assim, nos dados EM obtidos para os modelos teóricos, usamos aquela metodologia que permite obter a condutividade complexa aparente e o número de indução aparente.

3.6 Análise qualitativa das pseudo-seções de resistividade: Testes Teóricos e experimentais

Para uma avaliação inicialmente qualitativa do esquema proposto por Sato (1979), serão construídas pseudo-seções de resistividade aparente usando dados gerados teoricamente para um semi-espaco infinito estratificado com 2, 3 e 4 camadas, variando as suas respectivas espessuras, profundidades e valores de resistividade dos diferentes modelos, usando-se valores de distância Tz-Rx, profundidades e espessuras de camadas e frequência da mesma ordem de grandeza dos utilizados em campo de modo a simular o mais próximo possível uma situação real. Estes modelos teóricos, traduzidos como um semi-espaco de camadas horizontais, possuindo diferentes valores de profundidades, espessuras e resistividade de camadas, foram usados na geração das pseudo-seções de resistividade aparente. De uma interpretação qualitativa, observou-se imperfeições produzidas pelo método de criação de pseudo-seções desenvolvido por Sato (1979), o que permitiu sugerir mudanças qualitativas importantes para a eliminação destas imperfeições.

Desta análise, foram contruídas novas seções de resistividade aparente, utilizando-se de uma função empírica para o gráfico r/δ versus θ seguindo a idéia intuitiva de que a onda

do dipolo tenderá assintoticamente ao de uma onda plana quando θ cresce. Por fim, as pseudo-seções geradas com os dados reais seguindo o esquema de criação desenvolvido por Sato (1979), cedidas pelo projeto de “Avaliação da resposta eletromagnética de reservatórios de petróleo submetidos à injeção forçada de fluidos”, foram avaliadas em comparação com este mesmo dado de campo cedidos da área teste aplicando a função empírica descrita na seção 3.6.2.

3.6.1 Análise dos dados teóricos: parte-1

Analisando-se as pseudo-seções de resistividade aparente, geradas com o esquema proposto por Sato (1979), Figuras 3.6(b), 3.7(b), 3.8(b), 3.9(b), 3.10(b), nota-se que, para pequenas profundidades as curvas de contorno de isorresistividade se apresentam com um forte mergulho no sentido do transmissor para o receptor, e geometricamente possuem um padrão que reflete uma curva fechada quando próximas do transmissor, e comportando-se como uma curva mais aberta quando mais afastadas do mesmo. Já para grandes profundidades observa-se que estas curvas se apresentam com um ligeiro mergulho no sentido Tx-Rx, um mergulho muito inferior em comparação com as curvas a menores profundidades, aumentando o ângulo de inclinação a partir de zero com uma taxa de aproximadamente de 1 grau. Observa-se também, que de um modo geral, o topo e a base das camadas condutoras ou resistivas ficam mais bem definidas quando se aproximam do receptor, refletindo uma óbvia melhoria da resolução do método à proporção que as medidas se aproximam do receptor. Outras análises serão feitas, a seguir, especificamente para cada modelo criado.

Para o modelo de duas camadas, foram criados dois modelos, Figura 3.6(a), e Figura 3.7(a), e geradas duas pseudo-seções: a primeira ilustrada pela Figura 3.6(b) foi construída com os seguintes parâmetros: $h_1=300$ m, $\rho_1=10$ Ω .m e $\rho_2=10000$ Ω .m, dadas pelo modelo, e a segunda possuindo uma espessura da camada superior $h_1=100$ m, mostrada na Figura 3.7(b), e as camadas possuindo os mesmos valores de resistividade da primeira pseudo-seção criada. Da análise destas duas seções observa-se que, além dos efeitos já citados refletido em todas seções, a metodologia desenvolvida em Sato (1979) gera, para estes modelos teóricos, contraste vertical de resistividade aparente entre a camada superior e a inferior muito pequenos, frente aos valores de resistividade fornecidos as mesmas. Esperava-se um forte gradiente vertical na passagem da primeira para a segunda camada definindo assim a base da camada mais condutora e o topo da camada resistiva.

Ao diminuir a espessura da camada superior, Figura 3.7(a), a pseudo-seção vista na Figura 3.7(b), mostra, além do aumento do contraste de resistividade, valores elevados na camada superior, refletindo o que parece ser um fechamento das curvas na parte superior da seção, dos contornos de maiores valores localizados nas partes inferiores da seção, podendo sugerir uma camada resistiva mais superficial, que não existe.

Com o objetivo de se verificar a detectabilidade do método utilizado foram criados dois modelos de três camadas paralelas:

1. Um contendo uma camada homogênea condutora entre duas camadas homogêneas resistivas com espessuras muito superiores à camada condutora, reproduzindo uma camada homogênea resistiva cortada por outra condutora (Figura 3.8(a));
2. Outro contendo uma camada homogênea altamente resistiva entre duas camadas condutoras com espessuras superiores à resistiva, reproduzindo uma camada homogênea condutora cortada por outra resistiva (Figura 3.9(a)).

As espessuras das camadas e seus respectivos valores de resistividade estão ilustrados nas próprias Figuras.

Na pseudo-seção observada na Figura 3.8(b), nota-se que, através dos diferentes padrões da geometria das curvas de contorno de isorresistividade e de um grande contraste de resistividade entre a passagem da primeira para a segunda camada, se pode diferenciar com uma razoável acuidade o efeito do corpo condutor. Observa-se um padrão de contorno fechado, alongado e espaçado horizontalmente, demonstrando que o corpo fica com uma espessura maior quando este se afasta do transmissor (diminui a resolução), e que, quando se aproxima do transmissor, o corpo obtém uma espessura que reflete melhor a sua espessura real dada ao modelo teórico, em especial a uma distância maior que a média entre o transmissor e o receptor e não muito próximo do transmissor. Nesta distância o corpo condutor não só apresenta-se com uma melhor espessura, como também, com uma melhor definição das profundidades do topo e base desta camada. Nota-se, ainda, que o gradiente vertical da resistividade aparente apresenta-se mais forte acima do que abaixo da segunda camada (a mais condutora) entreposta a duas camadas de mesmo valor de resistividade, reproduzindo assim o efeito citado por Sato (1979). Este aspecto do comportamento da função resistividade aparente parece intrínseco à natureza eletromagnética observada, em consequência do efeito de blindagem produzido pela camada condutora intermediária.

Na Figura 3.9(b), não foi notado um grande contraste de resistividade entre as camadas, capaz de marcar qualquer topo e base da camada resistiva. Existe uma faixa onde os valores de resistividade aparente começam a crescer com um gradiente muito pequeno, não ficando tão visível o efeito e a distinção entre as camadas. Uma única feição marcante observada foi uma tendência crescente dos valores de resistividade aparente com o aumento da profundidade e um contorno alongado e fechado a uma profundidade que se aproxima da posição do corpo resistivo dada ao modelo. Tomando-se como representação do corpo este contorno, pode-se notar a mesma tendência, verificada na Figura 3.8(b), de maior definição da espessura e da profundidade do corpo ao se aproximar do transmissor.

Para a representação de quatro camadas foi construído um modelo, cujos parâmetros

estão ilustrados na própria Figura 3.10(a). Pode-se notar que há uma razoável variação dos valores de resistividade aparente com a profundidade, na pseudo-seção criada a partir deste modelo, Figura 3.10(b), sendo difícil a diferenciação dos limites das camadas com estas ordens de grandeza através da forma de imageamento proposto. No modelo proposto na Figura 3.10(b), observa-se ainda que existe uma maior diferenciação de três zonas, evidenciando que o imageamento proposto mostra que para um modelo de quatro camadas, pode-se observar somente o efeito de três camadas.

3.6.2 Pseudo-seções criadas a partir da nova função definida no gráfico r/δ versus θ

Considerando que as imperfeições observadas nas seções anteriores estiveram intimamente ligadas a curva vista no gráfico r/δ versus θ , proposto por Sato (1979), acreditava-se que intuitivamente pequenos valores de δ , de acordo com o gráfico da Figura 3.3 para o caso dipolar adotado por Sato (1979), encerravam valores intervalares de θ muito pequeno onde a curva adotada para o dipolo possui uma leve inclinação com relação ao eixo θ e para grandes valores de δ este intervalo estaria localizado em uma parte da curva onde existe uma grande deformação em relação a curva obtida para o caso de uma onda plana. Acreditava-se, portanto, que estas duas observações poderiam estar influenciando no mergulho das curvas na direção do Tz-Rx e nas visíveis zonas distorcidas geradas nas pseudo-seções criadas até aqui. Motivados pela análise das pseudo-seções geradas frente à curva do gráfico r/δ versus θ anteriormente obtidas por Sato (1979), buscou-se a substituição da antiga curva pela função empírica, ver gráfico da Figura 3.3,

$$\delta/r = \theta + e^{-k\theta}, \quad (3.6)$$

onde k é uma constante, $1 \leq k \leq 0$, e “ e ” a base dos logaritmos neperianos.

Com o objetivo de se obter melhores resultados e definir correções para os efeitos descritos, esta função foi definida utilizando-se o critério de que estes efeitos poderiam ser melhorados quando a curva proposta por Sato, para o caso do dipolo fosse aproximada da representação do caso para uma onda plana, coincidindo com a percepção intuitiva anteriormente citada de que a onda do dipolo tenderá a uma onda plana assintoticamente segundo o valor de θ . A partir da implementação desta função ao gráfico da Figura 3.3, foram construídas cinco pseudo-seções mostradas na Figura 3.6(c), 3.7(c), 3.8(c), 3.9(c), 3.10(c), utilizando-se dos mesmos modelos implementados nas seções anteriores, de modo a realizar uma comparação destas novas seções criadas com as seções antigas, obtendo assim as mudanças descritas a seguir na seção 3.6.3.

Inicialmente buscou-se de forma experimental um valor de k que nos desse uma melhor resposta frente aos efeitos citados nas seções anteriores. Do estudo dos valores de k , dentro

do intervalo definido para o mesmo, formulamos para cada modelo, seções reproduzidas com diferentes valores de k , então se notou que ao diminuir o valor de k as pseudo-seções apresentavam linhas de contorno de isorresistividade mais horizontais e uma boa aproximação para a espessura da camada anômala, entretanto um pequeno encurvamento perto do transmissor, sendo adotado um valor de $k = 0,1$ como padrão para a construção destas novas seções.

3.6.3 Análise dos dados teóricos: parte-2

Buscando-se agora uma avaliação dos novos resultados obtidos, utilizando para as novas pseudo-seções geradas com os mesmos modelos usados nas seções anteriores, formulamos as seguintes idéias:

Em comparação com as pseudo-seções geradas, pode-se notar, através da utilização do mesmo modelo, que as Figuras 3.6(b) e 3.7(b), diferenciam-se das novas seções criadas, Figuras 3.6(c) e 3.7(c), a partir da nova função experimental, pela melhor horizontalidade das curvas, entretanto o contraste dos valores de resistividade continua também muito baixo e existe, perto do transmissor, um pequeno encurvamento das curvas. Analisando-se as Figuras 3.8(b) e 3.9(b) em relação às novas pseudo-seções das Figuras 3.8(c) e 3.9(c), observou-se que além de uma visível melhoria da geometria horizontal das curvas de contorno de isorresistividade, refletindo melhor o modelo utilizado, nota-se que as mesmas zonas anômalas, representando um corpo condutivo e um corpo resistivo, podem ser vistas com uma espessura muito mais aproximada da fornecida ao modelo, contínua e pouco variante, a medida que as separações do transmissor e receptor aumentam nestas pseudo-seções. Nelas as profundidades do topo e da base dos corpos condutor e resistivo ficaram bem mais marcadas, sendo sua profundidade diferindo de aproximadamente 100 m da fornecida ao modelo. Dos efeitos descritos anteriormente na Figura 3.10(b), percebe-se que a nova seção, vista na Figura 3.10(c), torna as imagens elétricas mais horizontalizadas, entretanto as camadas de cima sofrem uma ligeira diminuição da sua espessura. A camada condutora foi marcada com uma espessura mais contínua ao longo da seção, embora sua profundidade esteja muito abaixo da fornecida pelo modelo.

3.6.4 Análise dos resultados das pseudo-seções criadas com dados reais

Os dados reais utilizados neste trabalho, foram compilados do projeto de “Avaliação da resposta eletromagnética de reservatórios de petróleo submetidos à injeção forçada de fluidos” coordenado pelos profs. Carlos A. Dias, Hédison K. Sato e Olivar A. L. de Lima, um projeto que trata da aquisição, processamento e interpretação de dados eletromagnéticos a multi-freqüência para mapear resistividade e IP em sub-superfície em um campo teste, Bahia, 2004, onde foram geradas pseudo-seções de resistividade aparente e IP, pelo esquema de plotagem

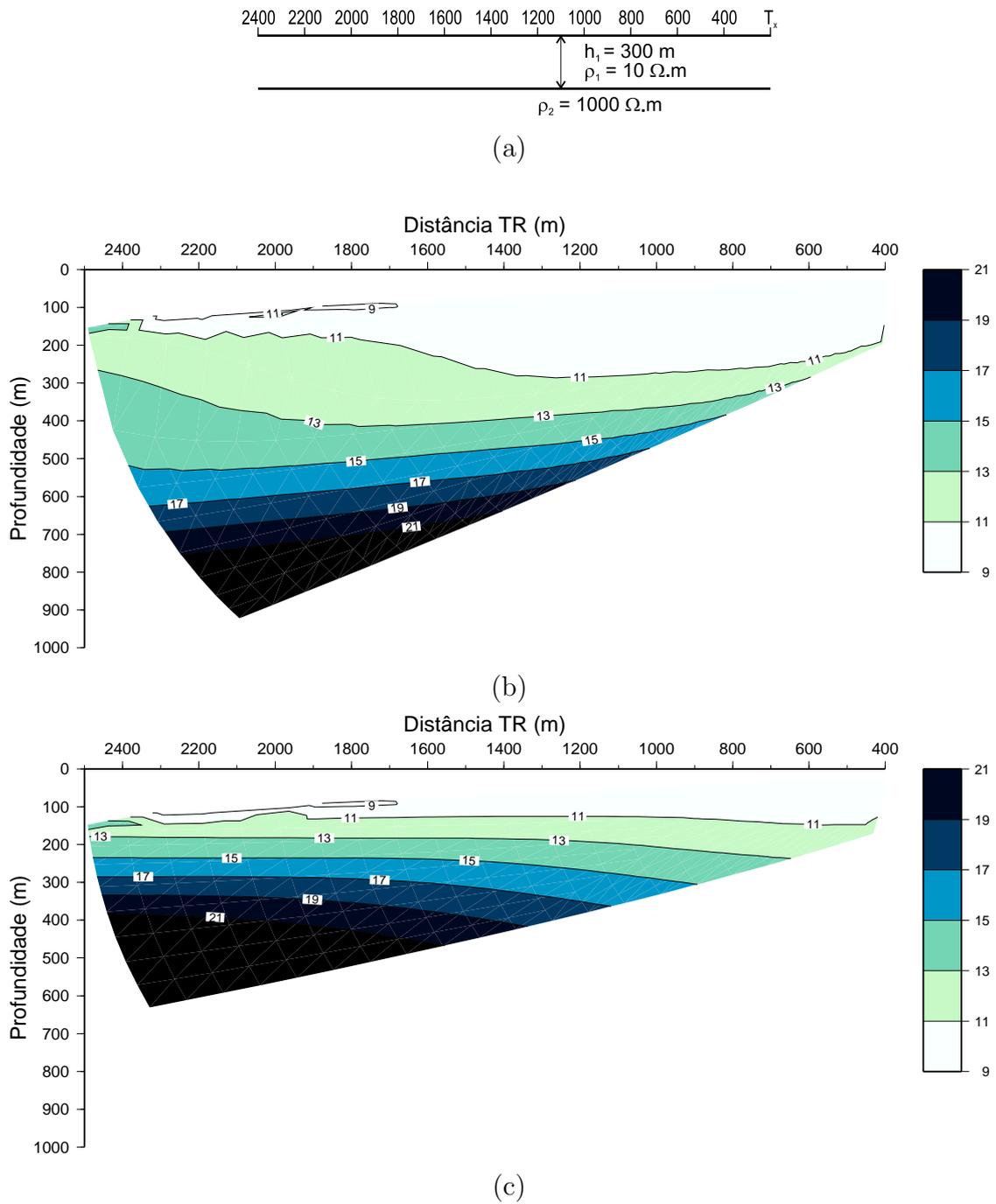


Figura 3.6: Pseudo-seção de resistividade aparente: (a) modelo, (b) gerada pela função proposta por Sato (1979) e (c) gerada pela inserção da função $r/\delta = \theta + e^{-k\theta}$ ao gráfico r/δ versus θ .

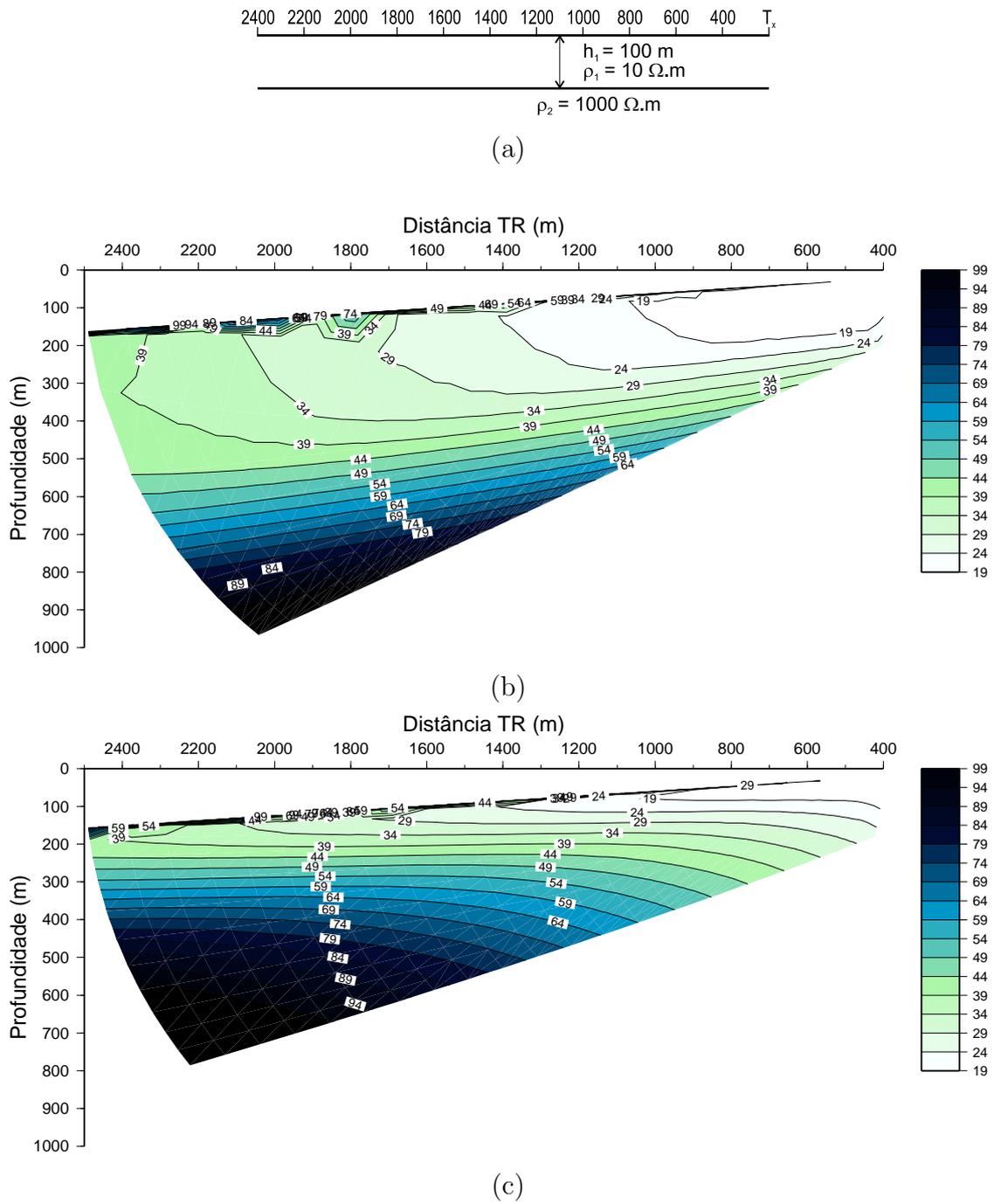


Figura 3.7: Pseudo-seção de resistividade aparente: (a) modelo, (b) gerada pela função proposta por Sato (1979) e (c) gerada pela inserção da função $r/\delta = \theta + e^{-k\theta}$ ao gráfico r/δ versus θ .

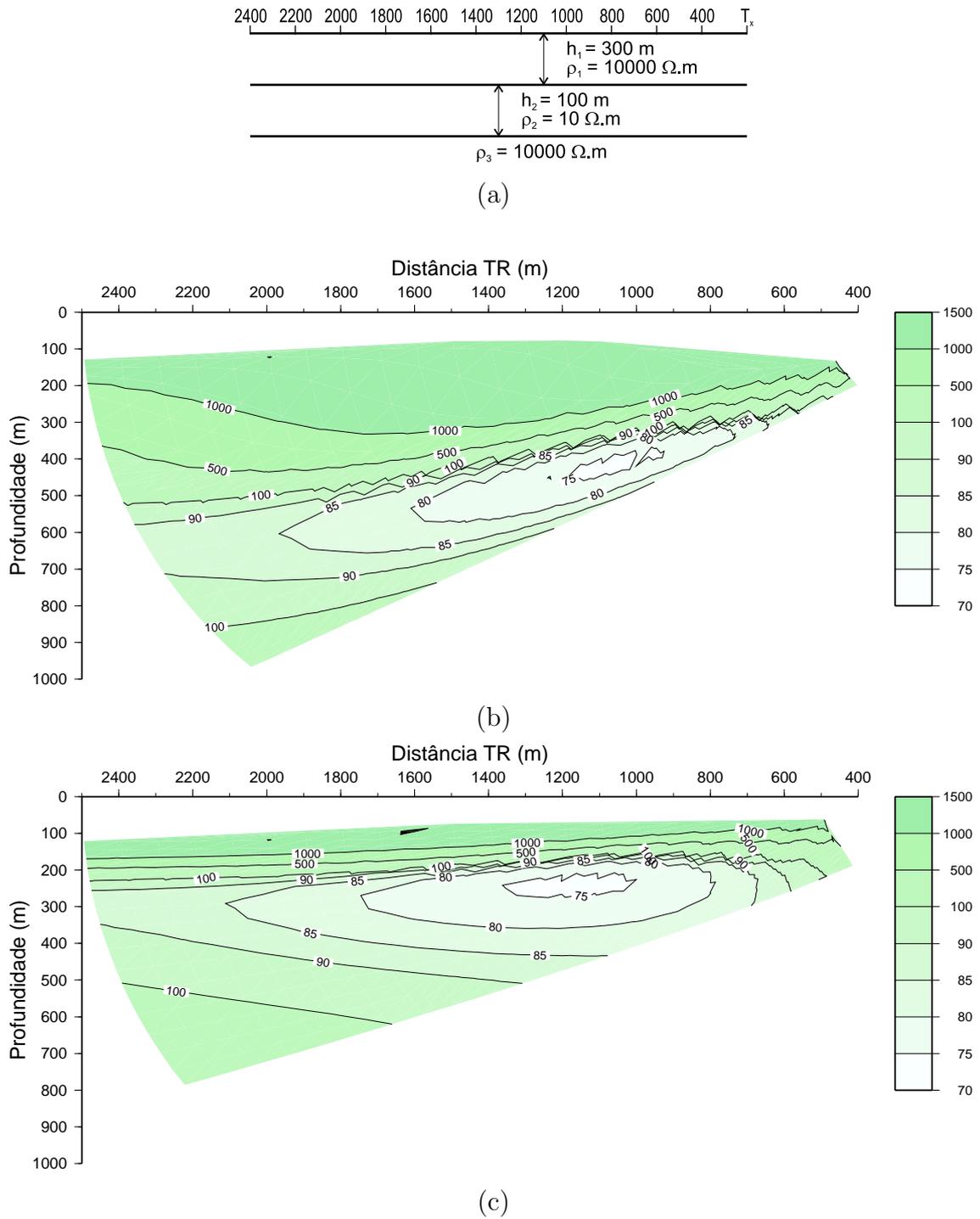


Figura 3.8: Pseudo-seção de resistividade aparente: (a) modelo, (b) gerada pela função proposta por Sato (1979) e (c) gerada pela inserção da função $r/\delta = \theta + e^{-k\theta}$ ao gráfico r/δ versus θ .

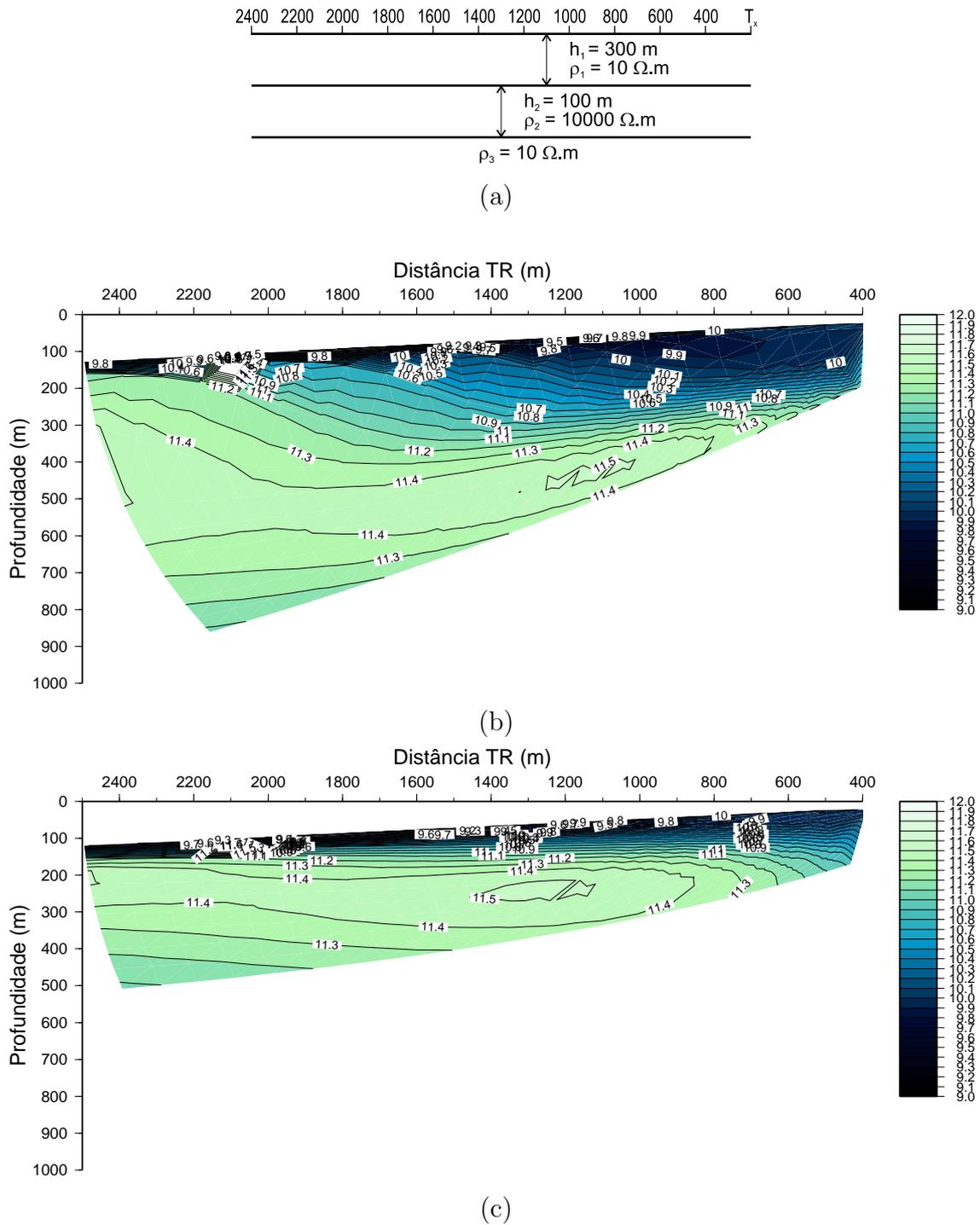


Figura 3.9: Pseudo-seção de resistividade aparente: (a) modelo, (b) gerada pela função proposta por Sato (1979) e (c) gerada pela inserção da função $r/\delta = \theta + e^{-k\theta}$ ao gráfico r/δ versus θ .

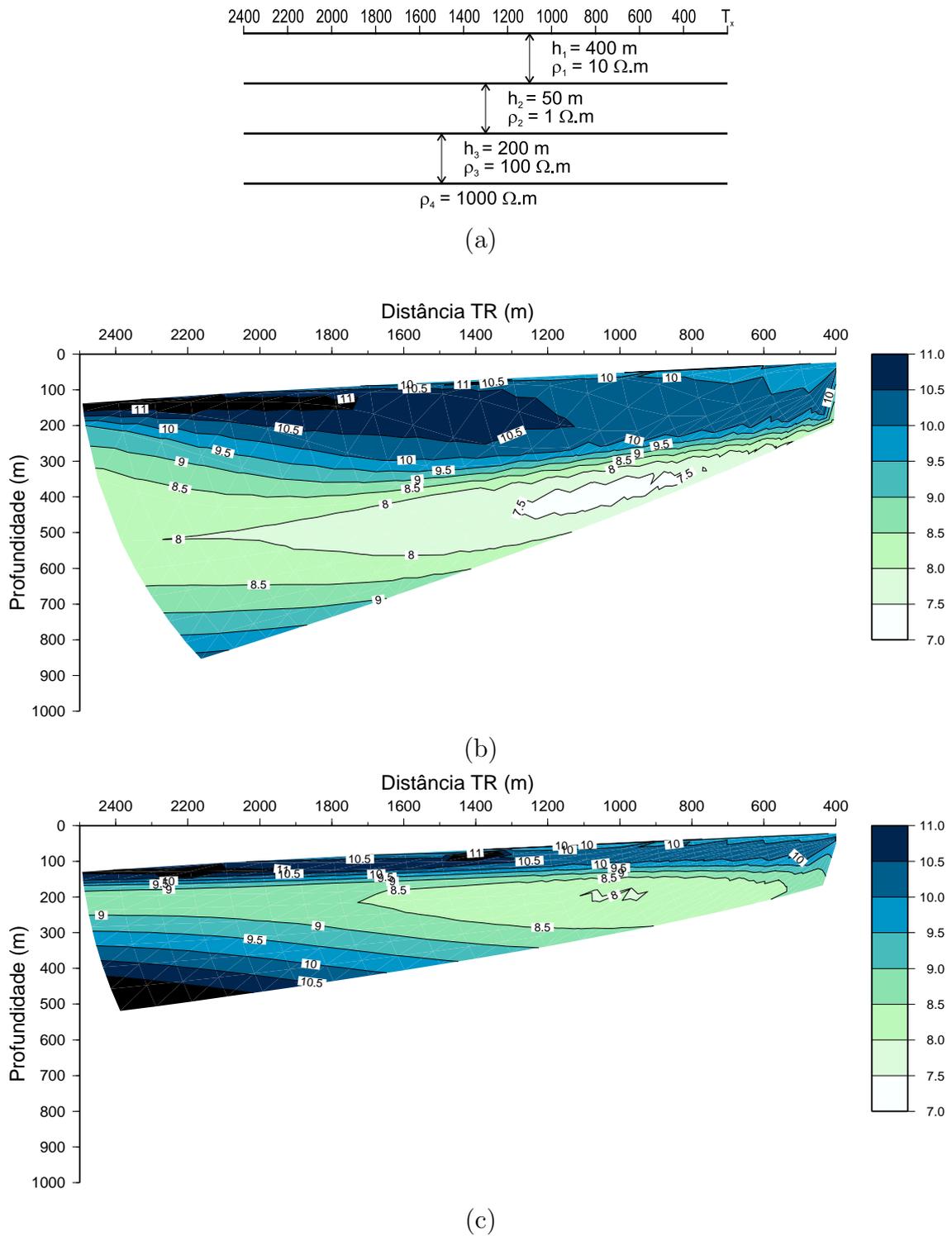


Figura 3.10: Pseudo-seção de resistividade aparente: (a) modelo, (b) gerada pela função proposta por Sato (1979) e (c) gerada pela inserção da função $r/\delta = \theta + e^{-k\theta}$ ao gráfico r/δ versus θ .

definida em Sato (1979). Entretanto, ficamos restritos as interpretações e comparações feitas com os dados de resistividade aparente. Serviu de subsídio ao planejamento deste experimento o valor regional da resistividade do meio na área teste da ordem de $1,0 \Omega.m$, obtido por levantamentos geofísicos anteriores. A escolha das separações iniciais e finais, espaçadas de 100 m, entre os sistemas transmissores e receptores, obedece à simulação feita para alcançar o intervalo de profundidade desejada (0-1 km) para um semi-espaço homogêneo com resistividade igual a $1,0 \Omega.m$, operando com um dipolo magnético no espectro de frequência entre 1 Hz e 10 kHz, e usado o esquema de lançamento dos dados nos pontos do sub-espaço, conforme descrito na seção 3.4. Segundo esta avaliação, a área teste é formada por camadas estratigráficas com diferentes espessuras, uma intercalação entre folhelhos e arenitos, com mergulhos elevados (próximo de 25° SE) sendo os reservatórios delimitados lateralmente por falhas de gravidade orientadas nas direções principais ENE e SSE. O bloco estudado é ainda seccionado por uma falha menor, referida no relatório como Falha do Meio (direção aproximadamente NE).

Das interpretações realizadas por esta avaliação é possível observar ao longo de posições diretas e reversas do transmissor da linha 400, cedidas por este relatório, que:

- Quando o sentido de distorção e o mergulho das camadas coincidem (sentido direto) as imagens elétricas refletem melhor o comportamento geral das interfaces e estruturas;
- No caso reverso, os efeitos de distorção tendem a compensar ou mascarar o mergulho, fazendo as interfaces aparecerem mais horizontalizadas;
- Quando o “loop” transmissor se afasta de um determinado alvo, há uma tendência em fazer crescer as dimensões da anomalia associada, assim como de alterar a intensidade de seus parâmetros elétricos como conseqüência da diminuição da resolução espacial.

Nas pseudo-seções, cedidas pelo relatório Figuras 3.11(a), 3.12(a), 3.13(a), 3.14(a), estão preliminarmente demarcadas algumas das principais interfaces, reconhecidas por suas persistências nas pseudo-seções de resistividade e IP, além da boa associação com outras informações geológicas e geofísicas da área. São demarcadas as seguintes interfaces e estruturas bem salientes nas seções, segundo a avaliação realizada pelo projeto citado:

- a discordância entre o pacote sedimentar e o embasamento cristalino revelado por um elevado contraste de resistividade ($\rho_a \rightarrow \infty$) e baixo efeito de polarização;
- o topo do reservatório bem marcado pelo forte contraste de resistividade dos arenitos ($\rho_a > 30 \Omega.m$) com os folhelhos ($\rho_a < 10 \Omega.m$) e pelo crescimento gradual no parâmetro de polarização;

- a interface óleo/água marcada por um forte decréscimo na resistividade aparente e um sensível aumento no efeito de IP quando se passa da zona de óleo para a zona de água, conforme marcadas nas Figuras a seguir;
- a Falha do Meio, uma estrutura melhor demarcada quando há maior justaposição lateral entre arenitos e folhelhos, conforme mostrado e evidenciado nas Figuras. Valores elevados de resistividade, associados a valores baixos de IP, sugerem a presença de petróleo nos arenitos que ocorrem ao sul da Falha do Meio.

Em algumas pseudo-seções nota-se, ainda segundo esta avaliação, uma provável influência de poços de injeção de vapor para recuperação secundária. Esta influência ocorre na forma de plumas resistivas ($\rho_a > 100 \Omega.m$) que se manifesta nos folhelhos. Nestas plumas, além do apreciável aumento de resistividade observa-se um ligeiro acréscimo no parâmetro de polarização. As anomalias detectadas devem estar sendo causadas pela injeção de vapor (água doce) ao longo de fraturas nos folhelhos, induzidas ou reativadas pela pressão de injeção. Nestas seções verifica-se ainda a existência de uma pequena distorção lateral no traçado da figura de corpos condutores ou resistivos, para o lado em que se encontra o transmissor. Anomalias elipsoidais longas, associadas a crescimento de resistividade e de IP, presentes em quase todas as seções, podem representar lentes arenosas distribuídas no pacote de folhelho. Vale mencionar também a presença de anomalias fechadas mais condutoras (e de maior IP) que os próprios folhelhos nos quais elas estão inseridas.

Pseudo-seções: Posições diretas

Foram criadas geradas pseudo-seções de resistividade aparente com os dados práticos a partir da utilização da função empírica citada com o objetivo de fazer uma reavaliação destas pseudo-seções junto a implementação desta função empírica, através do mesmo critério de análise descrito pelo projeto de avaliação. Da análise das seções da Figura 3.11(a) a profundidade do topo do reservatório é marcada com uma profundidade aproximada de 500 m e do topo do embasamento de 650 m, o contato óleo/água é visto a uma profundidade aproximada de 500 m entre as estações 1400-1500, enquanto que na Figura 3.11(b) o topo do reservatório é marcado a aproximadamente 300 m e do embasamento a 500 m. Nesta seção o contato óleo/água é encontrado a uma profundidade aproximada de 300 m e entre as estações 1300-1400. Na Figura 3.12(a) a falha foi encontrada entre as estações 1700-1800, o topo dos reservatórios estão a aproximadamente 550 m e 650 m. A área da injeção de vapor d'água foi encontrada entre as estações 1200-1500, com uma grande inclinação na direção do transmissor, a uma profundidade aproximada de 150 m.

A Figura 3.12(b) mostra esta falha situada entre as estações 1800-1900, o topo dos reservatórios marcados numa profundidade aproximada de 250 m e 350 m. A área de injeção

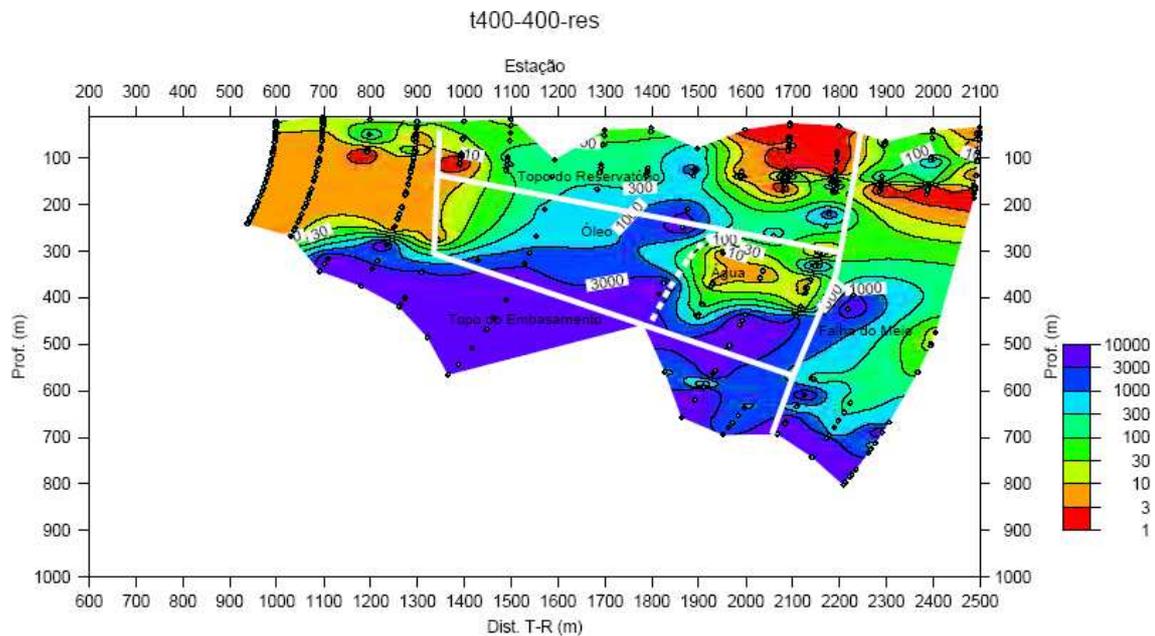
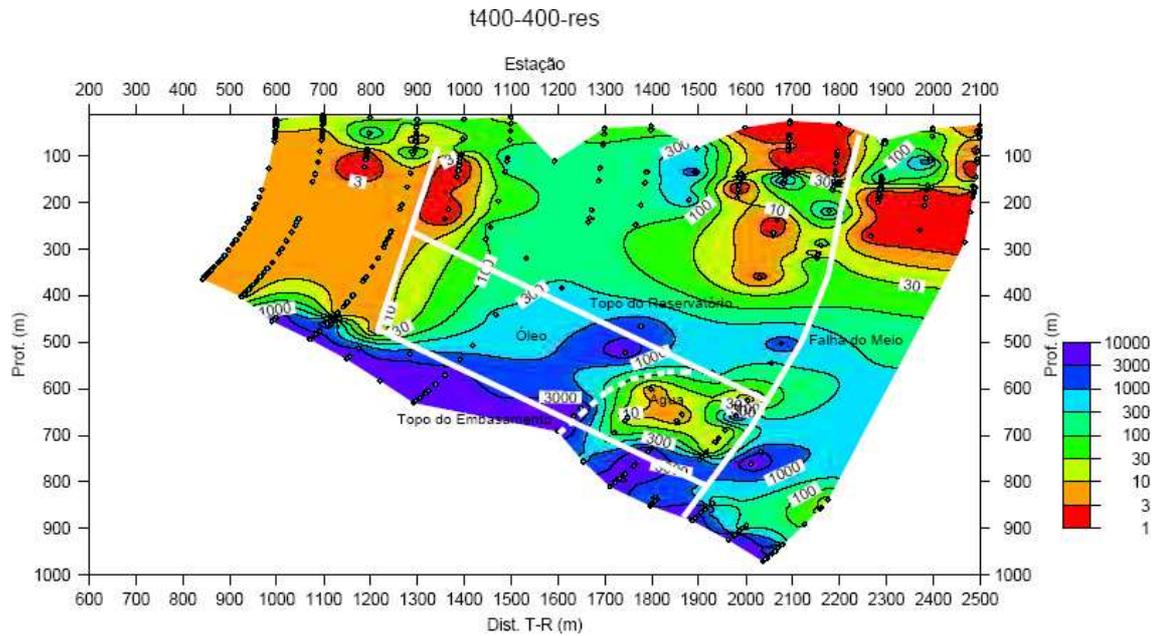


Figura 3.11: Pseudo-seção de resistividade aparente, posição direta: (a) gerada pela função proposta por Sato (1979) e (b) gerada pela inserção da função $r/\delta = \theta + e^{-k\theta}$ ao gráfico r/δ versus θ .

de vapor d'água, aqui foi encontrada entre as estações 1300-1600, com uma leve e menor inclinação na direção do transmissor, a uma profundidade de aproximadamente 100 m.

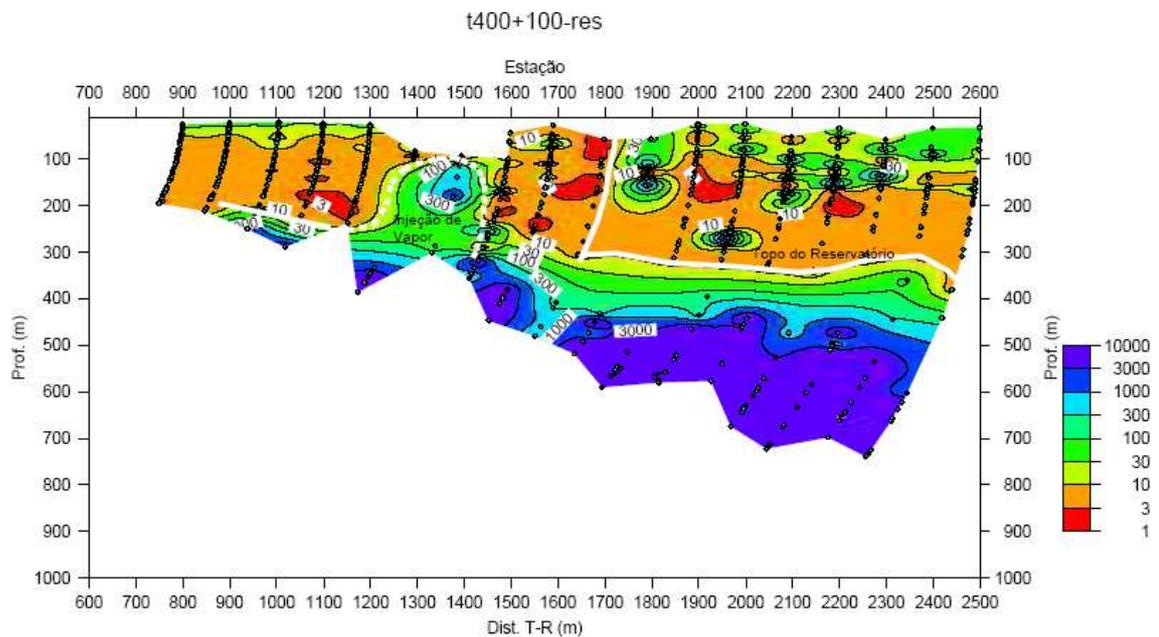
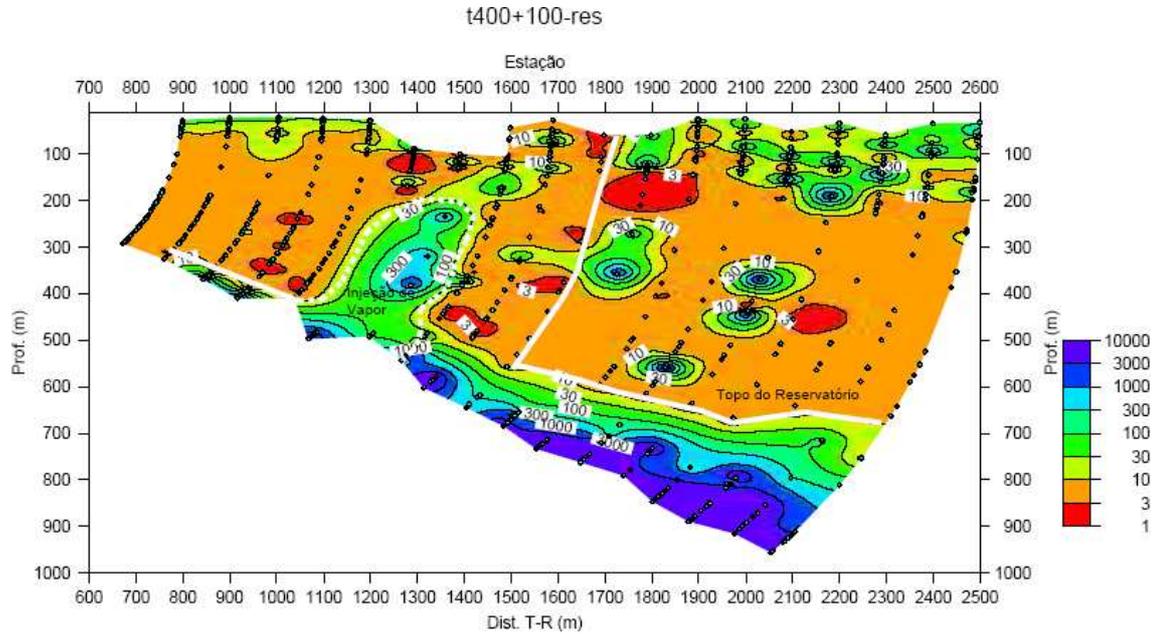


Figura 3.12: Pseudo-seção de resistividade aparente, posição direta: (a)gerada pela função proposta por Sato (1979) e (b)gerada pela inserção da função $r/\delta = \theta + e^{-k\theta}$ ao gráfico r/δ versus θ .

Pseudo-seções: Posições reversas

Na Figura 3.13(a) interpretou-se dois reservatórios, o primeiro, o mais raso, possuindo uma profundidade de topo situada a uma profundidade aproximada de 450 m e o do segundo, o mais profundo, com o topo situado a uma profundidade aproximada de 300 m. O topo do embasamento também foi marcado a uma profundidade de 750 m e a falha do meio foi interpretada entre as estações 1700-1800, assim como um contato óleo/água foi observado entre as estações 700-900 a uma profundidade de aproximadamente 350 m. As interpretações produzidas na Figura 3.13(b) levou a observação destes dois reservatórios, visto na seção anterior, o mais raso com uma profundidade de topo aproximada de 170 m e o mais profundo de aproximadamente 250 m, o topo do embasamento aqui é marcado numa profundidade aproximada de 450 m. A falha do meio é encontrada entre as estações 1600-1700 e o contato óleo/água foi marcado a uma profundidade de aproximadamente 150 m entre as estações 600-800.

A figura 3.14(a) revela uma profundidade do topo do reservatório de aproximadamente 300 m e o embasamento com topo situado a uma profundidade de 680 m. Uma falha aparece bem marcada entre as estações 1700-1800 e o contato óleo/água entre as estações 1300-1400 a uma profundidade aproximada de 600 m.

Já na sua pseudo-seção equivalente, Figura 3.14(b), pode-se observar dois reservatórios, o primeiro possuindo seu topo a uma profundidade aproximada de 150 m e o segundo com seu topo localizado à aproximadamente 350 m de profundidade. O topo do embasamento nesta seção é marcado a uma profundidade de 450 m, a falha do meio esta localizada entre as estações 1600-1700 e o contato óleo/água entre as estações 1100-1200 a uma profundidade aproximada de 300 m.

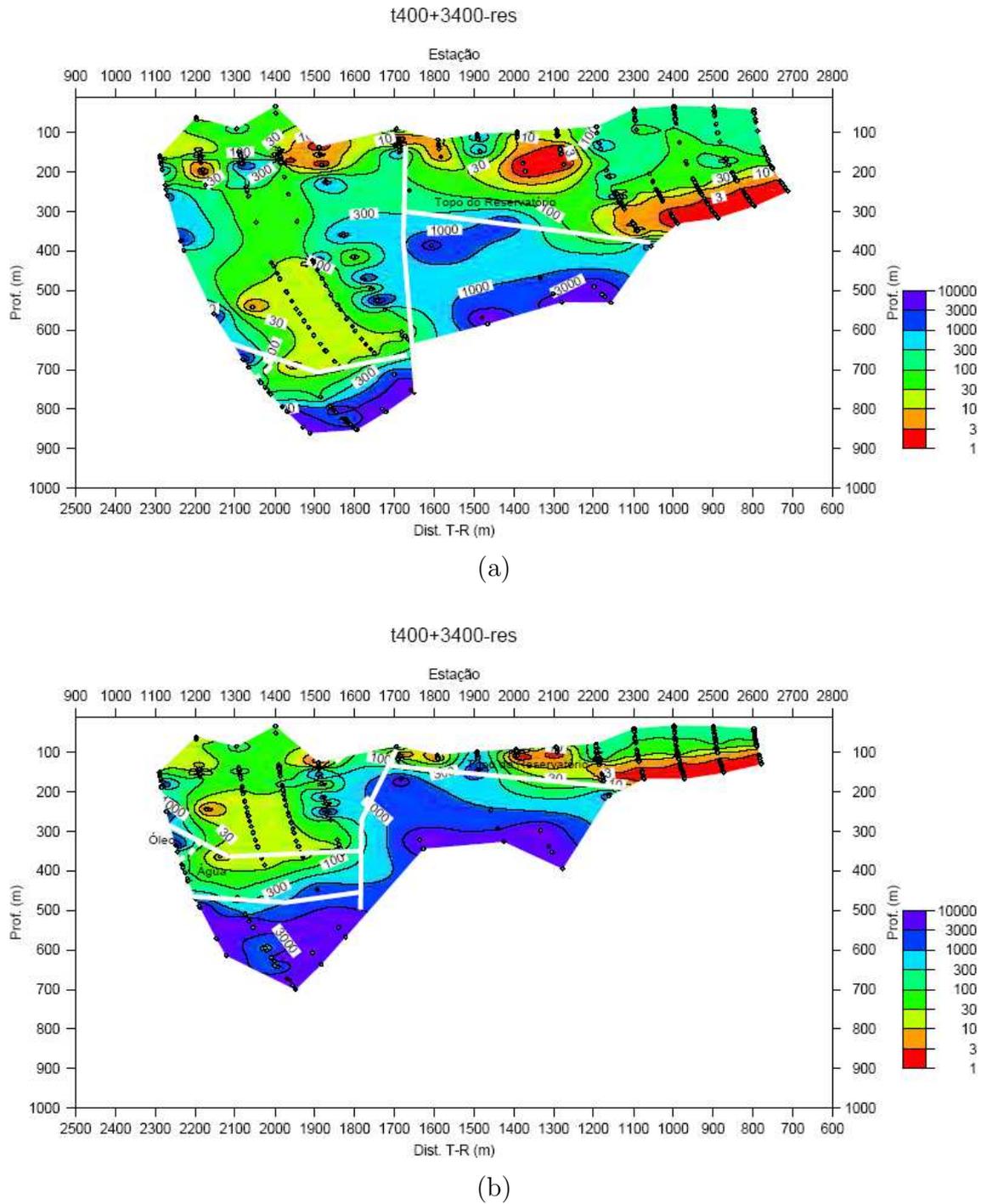


Figura 3.14: Pseudo-seção de resistividade aparente, posição direta: (a)gerada pela função proposta por Sato (1979) e (b)gerada pela inserção da função $r/\delta = \theta + e^{-k\theta}$ ao gráfico r/δ versus θ .

CAPÍTULO 4

Conclusões e Sugestões

Da análise qualitativa das pseudo-seções teóricas para os modelos de camadas horizontais, construídas pelo esquema de Sato (1979) pode-se afirmar que as mesmas não representaram de uma maneira adequada os contrastes dos valores de resistividade entre as camadas e a profundidade do topo e da base das camadas, podendo-se levar a interpretações errôneas diante da utilização com dados reais. Também as variações das resistividades aparentes nas pseudo-seções não acompanharam as variações das resistividades das camadas dos modelos correspondentes. Este fato ficou mais marcante nas situações envolvendo uma camada mais condutiva subjacente a uma resistiva. Além disso, a forma das curvas de isorresistividade aparente afastam-se do padrão paralelo e horizontal, esperado para o modelo de camadas horizontais.

As pseudo-seções criadas com a função empírica, conquanto reproduzissem as variações de resistividade na mesma ordem de grandeza das pseudo-seções construídas pelo esquema de Sato (1979), produziram uma melhoria nas representações do topo e base das camadas dos modelos adotados, mesmo que com uma margem de erro de 100 m, além de apresentarem curvas de isorresistividade aparente mais paralelas e horizontais.

De muito interesse para a exploração de petróleo, a detecção da zona resistiva, mesmo com um contraste de resistividade aparente pequeno conforme visto na Figura 3.9(a), foi de muito valor para a comprovação da utilização desta metodologia à pesquisa de petróleo. Com a função empírica aplicada aos dados experimentais, ilustrada pela Figura 3.9(b), ficou evidente o melhor ajuste da profundidade e espessura da zona resistiva, apesar do contraste de resistividade entre as camadas ainda ser muito pequeno.

Dos resultados mostrados nas Figuras 3.8(a) e 3.8(b), pode-se concluir que o método com a função empírica foi também muito eficiente na detecção da zona condutiva, mostrando bons contrastes de resistividade entre as duas camadas superiores de diferentes valores de resistividade e reproduzindo uma profundidade desta camada que difere aproximadamente 100 m com uma espessura contínua e razoável, sendo de grande interesse para a diferenciação de zonas condutoras ou zonas não portadoras de óleo ou mesmo para a exploração destas zonas.

Das pseudo-seções das posições diretas, criadas com os dados reais usando a função

empírica, Figuras 3.11(b) e 3.12(b), observa-se modificações nas feições geológicas e parâmetros de reservatório delineados nas pseudo-seções, Figuras 3.11(a) e 3.12(a), correspondentes geradas com a função proposta por Sato (1979): as falhas sofrem um deslocamento para a direita da ordem de 100 m; os topos dos reservatórios e do embasamento deslocam-se aproximadamente 200 m para cima; os contatos entre óleo/água sofrem um deslocamento para a direita da ordem de 100 m e a área de injeção de vapor sofre um deslocamento para a direita de aproximadamente 100 m e para cima, de 200 m.

Constatações similares são obtidas ao se comparar as pseudo-seções das posições reversas. A partir da comparação das Figuras 3.13(b) e 3.14(b), obtidas com a função empírica, com as Figuras 3.13(a) e 3.14(a), pode-se observar que, de um modo geral, a Falha do Meio sofre um deslocamento para a esquerda da ordem de 100 m, o topo do primeiro reservatório encontra-se deslocado para cima em torno de 350 m enquanto que o topo do segundo, de aproximadamente 100 m, sendo entretanto este segundo reservatório não bem marcado na Figura 3.14(a) e bem visto na Figura 3.14(b).

A comparação entre as Figuras 3.14(b) e 3.13(b) produz uma boa superposição das feições geoeletricas, podendo-se interpretar com maior clareza o topo do embasamento e um segundo reservatório não interpretado na antiga seção Figura 3.14(a). O contraste óleo/água desloca-se aproximadamente 100 m para a esquerda e 250 m para cima, nas novas seções. Das pseudo-seções geradas pela função $r/\delta = \theta + e^{-k\theta}$, conclui-se que as interfaces, discutidas nas pseudo-seções geradas pela função definida por Sato (1979), são bem marcadas.

Destaca-se que os deslocamentos verticais, das feições geoeletricas nos pares de pseudo-seções com dados reais ou teóricos, produzidos com a função empírica e a de Sato (1979), têm a mesma ordem de grandeza, pois tomou-se o cuidado de modelar o dado teórico com dimensões similares aos dados de campo.

Percebe-se ainda que é necessário ajustar a função empírica para melhorar a horizontalidade e a profundidade das curvas de isorresistividade nas pseudo-seções dos modelos de camadas. Fica ainda em aberto questões relacionadas à posição horizontal do ponto de maior influência, que se mostrou deslocado no modelo da esfera analisado por Sato (1979), e que, de certa forma, parece estar ocorrendo nas pseudo-seções feitas com os dados reais.

Agradecimentos

Ao Prof. Hédison Kiuity Sato, membro da comissão examinadora e nosso orientador, pelas sugestões, críticas e apoio em todo o processo de execução e desenvolvimento deste trabalho.

Ao Prof. Olivar A. L. de Lima e a Profa. Jacira Cristina B. de Freitas membros da comissão examinadora.

Aos Luis César Corrêa Gomes, Manoel Jerônimo e Cícero Paixão, pelas discussões e sugestões apresentadas ao longo da minha vida acadêmica.

Ao Programa de Recursos Humanos da ANP (Agência Nacional de Petróleo), pelo patrocínio a este trabalho na forma de bolsa de estudos e taxa de bancada.

Aos colegas de graduação, em especial, a Eduardo Urasaki (satinho), Fernando Cesar, Anderson Mendes (bolinha), Idney Cavalcanti (abelhudo), Emerson Sidney (Big Menino), Núbia Deiró (Viva Ano Novo), Martonni Alves (Toquinho).

Referências Bibliográficas

- Anderson, W. (1975) Improved digital filters for evaluating fourier and hankel transform integral, Rel. Téc., U.S geol. survey technical report PB 242 800.
- Brito, L. P. (1994) Região do espaço que mais influencia em medidas eletromagnéticas no domínio da frequência: Caso de uma linha de corrente sobre um semi-espaço condutor, Tese de doutorado, Universidade Federal do Pará, Belém, Brasil.
- Cardador, M. H.; Cuevas, A. L.; Watanabe, H.; Saito, A.; Wada, K.; Ishikawa, H. e Okuzumi, K. (2003) Experiment evaluation of hidrocarbon detection with the long-offset time-domain electromagnetic method in the cretaceous carbonates of the tampico-misantla basin, mexico, Journ. Aplied Geophysics, **52**:103–122.
- Dias, C. A. (1968) A non-grounded method for measuring induced electrical polarization and conductivity, Ph. D. Thesis, University of California, Berkeley.
- Dias, C. A. e Sato, H. K. (1981) A multifrequency electromagnetic method for interpretation of ip and resistivity: theory and experimental work using a system operating in the range 21 to 43,008 hz, In: *Resumos Expandidos*, SEG.
- Dias, C. A.; Sato, H. K.; Yamashita, M.; Carrasquilla, A.; Sampaio, E. E. S.; Lima, O. A. L. e Loures, L. G. (2001) A multi-frequency inductive 5th generation em system for geophysical exploration, Resumo expandido (CDROM) do 7º. congr. Intern. da SBJF, Salvador, pp. 156–59.
- Eidesmo, T.; Ellingsrud, S.; MacGregor, L. M.; Constable, S.; Sinha, M. C.; Johansen, S.; Kong, F. N. e Westerdahl, H. (2002) Sea bed logging (sbl), a new method for remote and direct identification of hidrocarbon filled layers by deepwater areas, First Break, **20**:144–152.
- Ellingsrud, S.; Eidesmo, T.; Johansen, S.; Sinha, M. C.; Macgregor, L. M.; Banerjee, B. e S., C. (2002) Remote sensing of hidrocarbon layers by seabed logging (sbl): Results from a cruise offshore Angola, The Leading Edge, **21**:972–982.
- Frischknecht, F. C. (1967) Field about an oscillating magnetic dipole over a two-layer earth, Colorado School of Mines Quart, **36**.
- Glenn, W. E.; Ryu, J.; Ward, S. H.; Peeples, W. J. e Philips, R. J. (1973) The inversion of vertical magnetic dipole sounding data, Geophysics, **38**:1109–1129.
- Grant, F. S. e West, G. F. (1965) Interpretation theory in applied geophysics, McGraw-Hill, United States of America.

- Hohmann, G. M.; Kintzinger, P. R.; Van Voorhis, G. D. e Ward, S. H. (1970) Evaluation of the measurement of induced electrical polarization with an inductive system, *Geophysics*, **35**:901–915.
- Knight, J. H. e Raiche, A. P. (1982) Transient electromagnetic calculation using the Gaver-Stehfest inverse Laplace transform method, *Geophysics*, **47**:47–50.
- Koefoed, O. e Biewinga, D. T. (1976) The application of electromagnetic frequency sounding to groundwater problems, *Geophysics*, **14**:229–241.
- Pelton, W. H.; Ward, S. H.; Hallof, P. G.; Sill, W. H. e Nelson, P. H. (1978) Mineral discrimination and removal of inductive coupling with multi-frequency IP, *Geophysics*, **43**:588–609.
- Resnick, R. e Halliday, D. (12) Física-II, LTC, Rio de Janeiro, Brasil.
- Ryu, J.; Morrison, H. F. e Ward, S. H. (1972) Electromagnetic depth sounding experiment across Santa Clara Valley, *Geophysics*, **37**:351–374.
- Sampaio, E. E. S. (2002) Fundamentos dos métodos eletromagnéticos geofísicos elétricos e eletromagnéticos, apostila de aula, Brasil.
- Sato, H. K. (1979) Método eletromagnético para interpretação de polarização induzida e resistividade, usando o protótipo de um sistema a multi-freqüência, Dissert. de Mestrado, Universidade Federal da Bahia, Salvador, Brasil.
- Schon, J. H. (2002) Physical Properties of Rocks, fundamentals and principles of petrophysics, Pergamon Press, Brasil.
- Tarso, P. D.; Meinezes, L. e Morais, E. R. (2003) Shallow electromagnetic exploration for hydrocarbons at Sergipe-Alagoas basin, Brazil, *The Leading Edge*, **11**:1127–1129.
- Wait, J. R. (1955) Mutual electromagnetic coupling of loops over a homogeneous ground, *Geophysics*, **20**:630–637.
- Ward, S. D.; Ryu, J.; Glenn, W. E.; Hohmann, G. W.; Dey, A. e Smith, B. D. (1974) Electromagnetic methods in conductive terranes, *Geoexploration*, **12**:121–183.
- Wessel, P. e Smith, W. H. F. (1998) New, improved version of generic mapping tools released, *EOS Trans. Amer. Geophys. U.*, **79**:579.
- Wright, D.; Ziolkowski, A. e Hobbs, B. (2002) Hydrocarbon detection and monitoring with a multi-component transient electromagnetic TEM survey, *The Leading Edge*, **21**:852–864.