



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

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO

**MODELAGEM DO mCSEM NO DOMÍNIO DO TEMPO
USANDO TRANSFORMADA DISCRETA DE FOURIER**

DIEGO DA COSTA MIRANDA

BELEM
2009

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

DIEGO DA COSTA MIRANDA

**MODELAGEM DO mCSEM NO DOMÍNIO DO TEMPO
USANDO TRANSFORMADA DISCRETA DE FOURIER**

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação
em Geofísica da Universidade Federal do Pará, para
obtenção do título de Mestre em Geofísica.

Área de Concentração: Métodos Eletromagnéticos

Orientador: Cícero Roberto Teixeira Régis

BELÉM
2009

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

MIRANDA, Diego da Costa

M672m Modelagem do mCSEM no domínio do tempo usando transformada discreta de Fourier / Diego da Costa Miranda. - 2009

x, 53 f. : il.

Dissertação (Mestrado em Geofísica) - Programa de Pós-Graduação em Geofísica, Universidade Federal do Pará, Belém, 2009.

Orientador, Cícero Roberto Teixeira Régis.

1. Geofísica aplicada 2. Marine controlled-source electromagnetic (mCSEM). 3. Transformada discreta de Fourier. 4. Processamento paralelo. I. Universidade Federal do Pará II. Régis, Cícero, Orient. III. Título.

CDD 20º ed.: 551

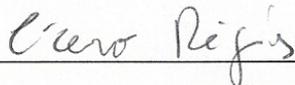
DIEGO DA COSTA MIRANDA

**MODELAGEM DO mCSEM NO DOMÍNIO DO TEMPO
USANDO TRANSFORMADA DISCRETA DE FOURIER**

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

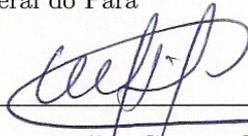
Data de Aprovação: ____/____/____

Banca Examinadora:



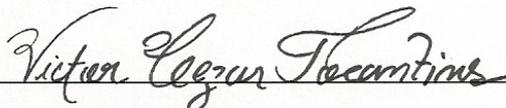
Prof. Dr. Cícero Roberto Teixeira Régis - Orientador

Universidade Federal do Pará



Prof. Dr. Marcos Welby Correa Silva - Membro

Universidade Federal do Pará



Dr. Victor Cezar Tocantins de Souza - Membro

Petrobras

A meus pais, Antonio Miranda
e Maria Rosenila.

AGRADECIMENTOS

Ao Programa de Pós-Graduação em Geofísica da Universidade Federal do Pará, pelas condições oferecidas e ensinamentos.

Ao professor Cícero Roberto Teixeira Régis, pela orientação deste trabalho.

Aos membros da banca, Marcos Welby Correa Silva e Victor Cezar Tocantins de Souza.

Ao professor Luiz Rijo (*in memoriam*) pelos seus conselhos e sugestões, dados durante o desenvolvimento deste trabalho.

A Francisco Neto (Chicão) pelos ensinamentos em programação paralela.

Aos meus amigos Hamilton Monteiro, João Andrade, Saulo Martins, Lígia Naia, Carla Patrícia e todos os outros que não citei, pelo companheirismo em todos os momentos.

Ao CNPq, pelo incentivo através de concessão de bolsa de estudo.

A Petrobras e ao Núcleo de Computação Eletrônica da Universidade Federal do Rio de Janeiro por possibilitar o uso do Netuno e por todo o suporte dado.

LISTA DE FIGURAS

2.1	Esquema de levantamento geofísico utilizando o mCSEM.	7
2.2	Configuração geométrica dos receptores em relação a fonte.	8
2.3	Modelo utilizado na determinação das componentes elétricas para o mCSEM. Um dipolo elétrico horizontal encontra-se numa camada de espessura (h_0+h_1) de condutividade σ_1 representando o mar, limitada por dois semi-espacos de condutividades σ_0 e σ_2 representando ar e sedimentos respectivamente.	19
2.4	Partes Real (azul) e imaginária (vermelho) da componente E_x calculadas para várias frequências em um modelo homogêneo.	21
2.5	Modelos 1-D: (a) sem reservatório, (b) com reservatório.	22
2.6	Resposta do campo elétrico radial no domínio da frequência em um receptor a 2000 m da fonte eletromagnética.	22
2.7	Resposta do campo elétrico radial no domínio da frequência em um receptor a 5000 m da fonte eletromagnética.	23
2.8	Resposta do campo elétrico radial no domínio da frequência em um receptor a 10000 m da fonte eletromagnética.	23
3.1	Efeito de aliasing ocorrendo entre duas senóides	28
3.2	Periodicidade da DFT no domínio do tempo. (a) Domínio do tempo visto como N pontos. (b) Domínio do tempo visto como periódico. Fonte: Smith, 1997.	30

3.3	Periodicidade da DFT no domínio da frequência. (a) e (c) Domínio da frequência visto como N pontos. (b) e (d) Domínio da frequência visto como periódico. Fonte: Smith, 1997.	31
3.4	Exemplo de procedimento de amostragem da parte real(a) e imaginária(b) de uma função no domínio da frequência para utilização da DFT. Fonte: Brigham, 1988	33
3.5	Resultado no domínio do tempo obtido através da DFT para uma amostragem de 32 pontos. Fonte: Brigham, 1988	34
3.6	Esquema da arquitetura computacional do Netuno.	36
3.7	Diagrama de fluxo dos dados do nosso programa, processados paralelamente. Os caracteres em negrito correspondem à arrays. Os balões vermelhos contêm a identificação (Id) dos processos. Por padrão do MPI, o processo raiz sempre possui Id=0.	37
4.1	Validação do programa. Comparação do resultado obtido em nosso programa (a) para o meio homogêneo com o resultado apresentado para o mesmo modelo por Mulder <i>et al.</i> (2008) (b).	39
4.2	Modelos base para as configurações noHC e HC.	39
4.3	Amplitude do campo E_x para receptores distantes (a)1000m, (b)5000m e (c)10000m da fonte transmissora.	40
4.4	Amplitude do campo E_x para um receptor distante 10000m da fonte transmissora, em um mar com profundidade de 1000m.	41
4.5	Amplitude do campo E_x para várias profundidades de mar: (a)infinito, (b)2000m, (c)1000m e (d)500m.	42
4.6	Amplitude da componente E_x no (a) domínio do tempo e no (b) domínio da frequência calculados para várias resistividades da camada de hidrocarbonetos.	44

4.7	Amplitude da componente E_x no (a) domínio do tempo e no (b) domínio da frequência calculados para várias resistividades da camada de hidrocarbonetos, em um modelo com mar de profundidade infinita.	45
4.8	Mapas de amplitude do campo elétrico relacionando $tempo \times offset$ para uma profundidade oceânica de 500m.	46
4.9	Mapas de amplitude do campo elétrico relacionando $tempo \times offset$ para uma profundidade oceânica de 1000m.	46
4.10	Mapas de amplitude do campo elétrico relacionando $tempo \times offset$ para uma profundidade oceânica infinita.	46
4.11	Gráfico de desempenho do processamento paralelo.	48

SUMÁRIO

Lista de Figuras	viii
Resumo	1
Abstract	2
1 INTRODUÇÃO	3
1.1 MOTIVAÇÃO	3
1.2 OBJETIVOS	4
1.3 ORGANIZAÇÃO DO TRABALHO	5
2 O <i>MARINE</i> CSEM	6
2.1 APRESENTAÇÃO	6
2.2 A TEORIA ELETROMAGNÉTICA PARA O MCSEM	8
2.2.1 Indução eletromagnética e o <i>Skindepth</i>	8
2.2.2 As Equações de Maxwell	10
2.2.3 Potenciais de Schelkunoff	12
2.2.4 As componentes do campo elétrico para o DEH	15
2.3 A MODELAGEM 1-D NO DOMÍNIO DA FREQUÊNCIA	18
2.3.1 Resultados para multifrequência	20
3 O MCSEM NO DOMÍNIO DO TEMPO	24
3.1 INTRODUÇÃO	24
3.2 METODOLOGIA	26
3.2.1 O Teorema da Amostragem	27
3.2.2 A transformada discreta de Fourier	28
3.2.3 A amostragem no domínio da frequência	29
3.2.4 Metodologia Computacional: Processamento Paralelo	35

4	RESULTADOS	38
4.1	VARIANDO A DISTÂNCIA FONTE-RECEPTOR	40
4.2	VARIANDO A PROFUNDIDADE DO MAR	41
4.3	VARIANDO A RESISTIVIDADE DA CAMADA DE HC	44
4.4	MAPAS DE AMPLITUDE DO CAMPO ELÉTRICO	45
4.5	DESEMPENHO DO PROCESSAMENTO PARALELO	47
5	CONCLUSÃO	49
	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	53

RESUMO

A modelagem do mCSEM é feita normalmente no domínio da frequência, desde sua formulação teórica até a análise dos resultados, devido às simplificações nas equações de Maxwell, possibilitadas quando trabalhamos em um regime de baixa frequência. No entanto, a abordagem através do domínio do tempo pode em princípio fornecer informação equivalente sobre a geofísica da subsuperfície aos dados no domínio da frequência. Neste trabalho, modelamos o mCSEM no domínio da frequência em modelos unidimensionais, e usamos a *transformada discreta de Fourier* para obter os dados no domínio do tempo.

Simulamos ambientes geológicos marinhos com e sem uma camada resistiva, que representa um reservatório de hidrocarbonetos. Verificamos que os dados no domínio do tempo apresentam diferenças quando calculados para os modelos com e sem hidrocarbonetos em praticamente todas as configurações de modelo. Calculamos os resultados considerando variações na profundidade do mar, na posição dos receptores e na resistividade da camada de hidrocarbonetos.

Observamos a influência da airwave, presente mesmo em profundidades oceânicas com mais de 1000m, e apesar de não ser possível uma simples separação dessa influência nos dados, o domínio do tempo nos permitiu fazer uma análise de seus efeitos sobre o levantamento.

Como parte da preparação para a modelagem em ambientes 2D e 3D, fazemos também um estudo sobre o ganho de desempenho pelo uso do paralelismo computacional em nossa tarefa.

Palavras Chaves: Geofísica aplicada. Marine Controlled-Source Electromagnetic (mCSEM). Transformada discreta de Fourier. Processamento paralelo.

ABSTRACT

The mCSEM modelling is usually done in the frequency domain, from its theoretical formulation to the analysis of the results. However, the time domain approach is, in principle, capable of providing equivalent information about the geo-electric structure of the subsurface. In this work, we model frequency domain mCSEM data in 1-D environments, then we perform the discrete Fourier transform to obtain time domain results.

We simulated marine geological environments with and without the resistive layer that represents the hydrocarbon reservoir. We verified that the time domain data are significantly different when calculated for models with and without hydrocarbons in almost all model configurations. We calculated the results considering variations in the sea depth, in the position of the receivers and in the resistivity of the hydrocarbon layer.

We observed the influence of the airwave, even at sea depths greater than 1000m, and although a simple separation of this influence on data is not possible, the time domain allowed us to do an analysis of its effects on the survey.

As part of the preparation for the 2-D and 3-D modelling, we also have studied the gain in performance from the use of parallel processing in our task.

keywords: Applied Geophysics. Marine Controlled-Source Electromagnetic (mCSEM). Sea Bed Logging. Discrete Fourier transform. Parallel processing.

1 INTRODUÇÃO

1.1 MOTIVAÇÃO

O *marine controlled-source electromagnetic* (mCSEM), também conhecido como *Sea Bed Logging* (SBL), tem se transformado recentemente em uma promissora ferramenta para exploração e mapeamento *offshore* de hidrocarbonetos. Essa transformação é causada em grande parte pelos desafios técnicos e econômicos associados ao ambiente de águas profundas onde tal atividade normalmente é realizada. Apesar de ainda não ser amplamente utilizado, o método é observado de perto pela indústria. Levantamentos iniciais mostraram que os dados do mCSEM podem oferecer certa diminuição do risco exploratório (Constable & Srnka, 2007), sendo este um dos principais objetivos da indústria atualmente.

No Programa de Pós-Graduação em Geofísica do Instituto de Geociências da Universidade Federal do Pará, o tema é abordado em diversos trabalhos produzidos por uma equipe de alunos e professores, que têm como principal vertente a “modelagem numérica e inversão de dados do mCSEM”.

A modelagem numérica consiste na simulação computacional do procedimento exploratório e dos ambientes geológicos dos quais se desejam informações. É uma tarefa muito importante, pois possibilita um estudo prévio, indicando as melhores condições para os levantamentos geofísicos.

Para a modelagem envolvendo métodos eletromagnéticos, nos quais se encaixa o mCSEM, considera-se a interação de campos eletromagnéticos com o meio geológico. O trabalho de modelagem do mCSEM é feito geralmente no domínio da frequência, desde sua formulação teórica até a interpretação dos resultados, devido algumas vantagens que mencionaremos mais adiante. No entanto, dados no domínio do tempo têm em princípio a capacidade de oferecer informação equivalente sobre a geofísica da subsuperfície aos dados no domínio da frequência (Constable & Srnka,

2007).

Trabalhos recentes abordam com atenção o tema da modelagem no domínio do tempo. Andréis & Macgregor (2007) fazem uma comparação dos dados obtidos com a modelagem do mCSEM no domínio da frequência com dados no domínio do tempo, e apontam para alguns problemas que surgem ao se trabalhar com métodos eletromagnéticos em ambientes marinhos, como por exemplo, o problema da *Air-wave*. No trabalho de Mulder *et al.* (2008), é feita uma análise da difusão do campo eletromagnético no domínio do tempo a partir da modelagem no domínio da frequência. Em Strack *et al.* (2008) são mencionadas as novas tecnologias para prospecção eletromagnética marinha assim como levantamentos recentes realizados pela indústria utilizando o mCSEM no domínio do tempo.

Esses estudos mostram que a abordagem do mCSEM através do domínio do tempo é bastante viável, apesar de tratarem em sua maioria de modelos geológicos simplificados que não correspondem à todas as características dos ambientes reais. A modelagem eletromagnética utilizando modelos unidimensionais é essencial para a obtenção de informações iniciais, que nos ajudem com a resolução de problemas futuros de natureza mais complexa, como os que envolvem modelos bi e tridimensionais.

1.2 OBJETIVOS

O principal objetivo deste trabalho é, portanto, criar um algoritmo que produza resultados confiáveis para a investigação do comportamento dos campos eletromagnéticos no domínio do tempo, partindo da modelagem destes no domínio da frequência, para o método mCSEM em modelos unidimensionais que possuam ou não camada resistiva, a qual representa a existência de hidrocarbonetos em ambientes de águas profundas.

Veremos adiante que a metodologia utilizada aqui para se chegar aos valores do campo eletromagnético no domínio do tempo requer uma grande quantidade de processamento quando consideramos modelos bi e tridimensionais, isto é, demanda um tempo de execução relativamente alto quando realizado por apenas um computador. Dessa forma, um dos objetivos deste trabalho é implementar satisfatoriamente o

paralelismo dos dados, valendo-se de um ambiente de computação paralela (*cluster*) afim de acelerar o processo computacional.

1.3 ORGANIZAÇÃO DO TRABALHO

Este trabalho está dividido em cinco capítulos, abordando a apresentação e descrição do método mCSEM assim como a metodologia empregada e os resultados obtidos com a modelagem numérica do mesmo.

Neste capítulo é feita a apresentação do método e de alguns estudos recentes que estão sendo desenvolvidos envolvendo o mCSEM no domínio do tempo. Também são apresentados os objetivos desse trabalho.

Os capítulos 2 e 3 apresentam a metodologia adotada para o desenvolvimento dessa dissertação. O capítulo 2 descreve o método mCSEM e o procedimento para sua modelagem no domínio da frequência, como usualmente é feito. O capítulo 3 trata da metodologia específica, que produz os resultados no domínio do tempo através da transformada discreta de Fourier.

No capítulo 4 são mostrados os resultados obtidos para a amplitude da componente E_x do campo elétrico para várias configurações de modelos geológicos.

O capítulo 5 trata da conclusão e propostas de trabalhos futuros relacionados ao tema desta dissertação.

2 O *MARINE* CSEM

2.1 APRESENTAÇÃO

O *marine controlled-source electromagnetic* (também conhecido como *Sea Bed Logging - SBL*), é uma técnica que pode ser utilizada na detecção e caracterização de hidrocarbonetos presentes em reservatórios localizados usualmente em regiões de águas profundas (Eidesmo *et al.*, 2002). Consiste em uma fonte móvel do tipo dipolo elétrico horizontal, transportada próximo ao assoalho marinho no qual se encontra um arranjo de receptores de campos eletromagnéticos como mostra a figura 2.1. Outros tipos de fontes podem ser usadas, como o dipolo elétrico vertical ou o dipolo magnético horizontal, e.g. Edwards (2005), no entanto, o dipolo elétrico horizontal apresenta uma série de vantagens práticas e teóricas, sendo o tipo de fonte mais utilizada pela indústria atualmente (Constable & Srnka, 2007). O dipolo transmissor emite um sinal de baixa frequência que se propaga tanto na água quanto nos sedimentos abaixo dela, sendo em seguida captado pelos receptores. A fase e a amplitude deste sinal dependem da resistividade elétrica do subsolo oceânico.

O decaimento da amplitude e mudança de fase do sinal emitido são ambos controlados pelo efeito geométrico e o *skindepth*. O efeito geométrico produz um decaimento do campo relacionado ao tipo de fonte que o produz e é independente do meio de propagação deste. O *skindepth* é uma medida de decaimento do campo em relação à frequência do mesmo e das propriedades elétricas do meio. Devido o subsolo oceânico ser em geral mais resistivo que a água do mar, nele o *skindepth* é maior. Como resultado, campos elétricos medidos pelos receptores à uma distância adequada da fonte são dominados pela resposta dos sedimentos abaixo do oceano.

O mCSEM baseia-se no contraste de resistividade existente entre o ambiente geológico marinho e os reservatórios saturados de hidrocarbonetos possivelmente presentes nesses locais. Um reservatório carregado com óleo por exemplo, pode apre-

sentar uma resistividade até 100 vezes maior que a da área ao seu redor, normalmente dominada por folhelhos ou outros sedimentos de baixa resistividade. Dessa forma, uma sondagem utilizando vários transmissores e várias posições de receptores pode perfeitamente determinar um modelo resistivo multidimensional da subsuperfície oceânica (Eidesmo *et al.*, 2002).

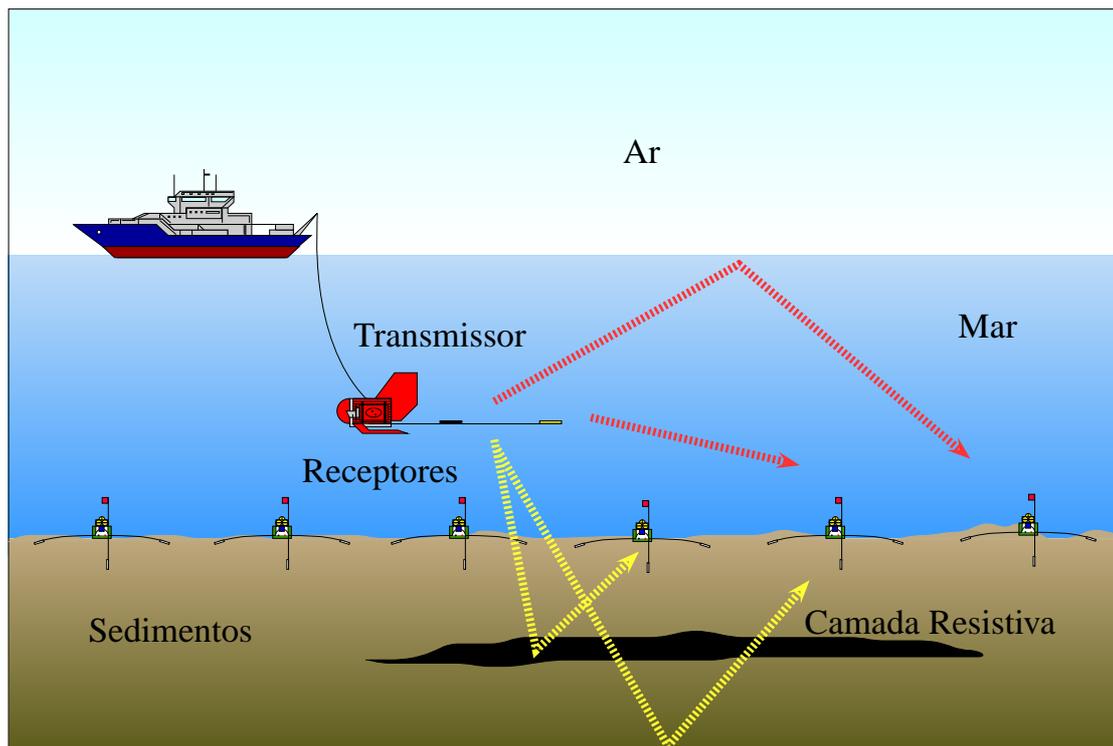


Figura 2.1: Esquema de levantamento geofísico utilizando o mCSEM.

Um aspecto importante do levantamento utilizando o mCSEM é a configuração da geometria relacionada à posição dos receptores mediante a fonte. A figura 2.2 mostra as configurações de arranjo dos receptores normalmente utilizadas nos levantamentos do mCSEM.

Quando o receptor encontra-se alinhado ao longo do eixo do dipolo elétrico, temos a geometria *in-line*, onde o campo é puramente radial. Já quando o receptor encontra-se em uma direção perpendicular ao eixo do dipolo elétrico, temos a geometria *broadside*, onde o campo é puramente azimutal. Para outras posições, o campo é uma combinação vetorial das duas geometrias descritas.

O mCSEM utilizado hoje para exploração de hidrocarbonetos em águas profundas foi desenvolvido por Charles Cox do *Scripps Institution of Oceanography* nos

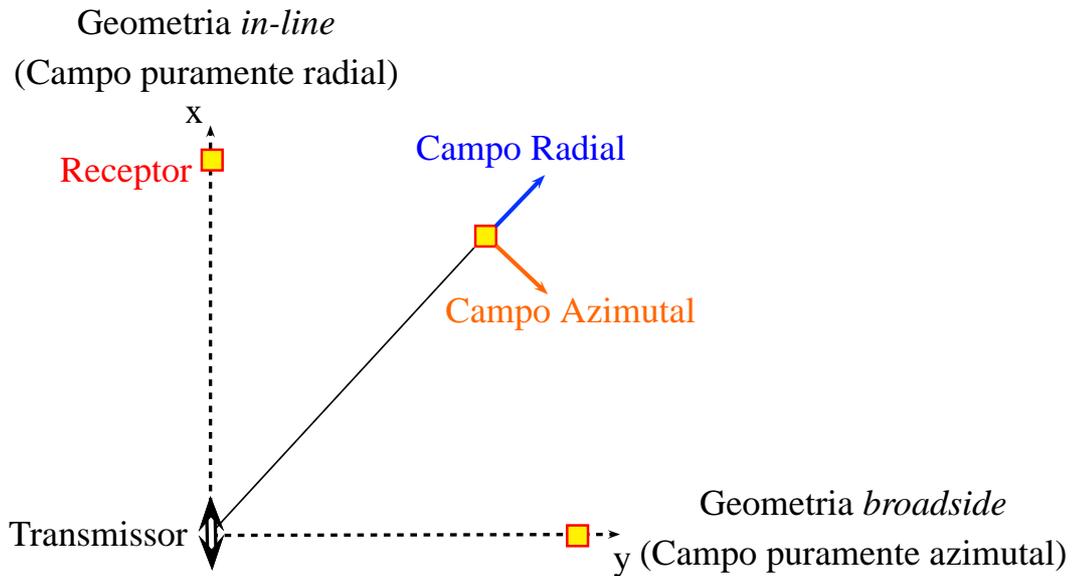


Figura 2.2: Configuração geométrica dos receptores em relação a fonte.

anos 70 (Cox, 1981), inicialmente para o estudo raso da resistividade da litosfera oceânica. No entanto, não serão feitas aqui maiores considerações sobre o contexto histórico e desenvolvimento inicial do método, para isso, recomendamos os trabalhos de Chave & Cox (1983), Macgregor *et al.* (2001), Macgregor & Sinha (2000), Young & Cox (1981) e Weytemayer *et al.* (2006).

Neste capítulo, mostraremos a teoria que descreve a interação dos campos eletromagnéticos com o meio geológico. Partiremos das equações de Maxwell, que descrevem o comportamento dos campos elétrico e magnético considerando as condições de fronteira e os potenciais de Schelkunoff, chegando por fim na equação utilizada na modelagem numérica do mCSEM e alguns resultados para a componente E_x do campo elétrico considerando várias frequências, calculados para modelos unidimensionais contendo ou não a camada de hidrocarbonetos.

2.2 A TEORIA ELETROMAGNÉTICA PARA O MCSEM

2.2.1 Indução eletromagnética e o *Skindepth*

Um corpo resistivo, ao ser submetido a um campo eletromagnético de baixa frequência (campo primário), sofrerá indução que resultará em correntes elétricas,

de acordo com a **Lei de Ohm**,

$$\vec{J} = \sigma \vec{E}, \quad (2.1)$$

onde \vec{J} e σ representam a densidade de corrente com unidade A/m² e a condutividade elétrica com unidade S/m respectivamente. Essas correntes dentro do corpo por sua vez geram campos magnéticos, como demonstra a **Lei de Ampère**:

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{J} = \sigma \vec{E}, \quad (2.2)$$

onde \vec{H} é o campo magnético com unidade A/m.

Para que o mecanismo de indução de fato produza respostas detectáveis dos corpos resistivos, é preferível que as componentes do campo elétrico emitido sejam perpendiculares ao corpo. É por esta razão que camadas resistivas finas não são facilmente detectáveis usando o método magnetotelúrico, onde o campo primário é constituído de ondas planas, normalmente paralelas a essas camadas, e.g. Constable & Weiss (2006), (Hördt *et al.*, 2000). O dipolo elétrico horizontal, por sua vez, produz campos elétricos com componentes perpendiculares às interfaces de separação dos meios, sendo este atributo um dos principais fatores de sua utilização para a detecção de camadas resistivas. Desse modo, quando a condição de indução ocorre, temos a continuidade da componente normal do vetor densidade de corrente, i.e.,

$$\vec{J}^N = \vec{J}_1^N = \vec{J}_2^N, \quad (2.3)$$

onde o índice N representa a componente normal do vetor densidade de corrente aos dois meios. Combinando a equação 2.3 com o **Teorema de Gauss** (Ward & Hohmann, 1988), temos,

$$\rho_s = \vec{J}_N \left(\frac{\varepsilon_1}{\sigma_1} - \frac{\varepsilon_2}{\sigma_2} \right), \quad (2.4)$$

onde ρ_s é a densidade superficial de carga e ε a permissividade dielétrica com unidade F/m. Isso nos mostra que a condição de continuidade da densidade de corrente resulta em um acúmulo de carga na fronteira entre os dois meios, produzindo variação dos campos eletromagnéticos medidos.

Outro fenômeno que define o processo físico de detecção do mCSEM é a atenuação

EM, relacionada tanto à forma da fonte utilizada quanto ao comprimento de onda dos campos emitidos (Um & Alumbaugh, 2007). A taxa de atenuação de uma onda eletromagnética difundindo-se em um meio condutivo geralmente é descrita em termos do *skindepth*, definido como

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega\mu\sigma}}, \quad (2.5)$$

sendo ω a frequência angular e μ a permeabilidade magnética, doravante considerada com o valor de $4\pi \times 10^{-7}$. O *skindepth* pode também ser definido como a distância em que uma onda plana será atenuada em $1/e$ de seu valor inicial.

Dessa forma, uma distância entre a fonte e o receptor de alguns *skindepths* na água pode melhorar a capacidade de detecção do método, devido o campo que se propaga na água do mar, o qual não possui nenhuma informação relevante, ser atenuado mais rapidamente, fazendo com que o sinal captado pelo receptor seja dominado pela resposta dos sedimentos. No entanto, se essa separação for muito grande, a resposta dos sedimentos também é atenuada, podendo ser afetada pelo ruído presente em ambientes geológicos, prejudicando a qualidade do sinal (Um & Alumbaugh, 2007).

2.2.2 As Equações de Maxwell

A modelagem numérica do mCSEM tem como ponto de partida as Equações de Maxwell. São elas que vão definir o comportamento dos campos propagados dentro dos nossos modelos, levando em conta as interações com o meio geológico, assim como os tipos de fontes que geram esses campos. No Sistema Internacional de Unidades (SI), as Equações de Maxwell são usualmente definidas no domínio do tempo como:

$$\nabla \cdot \varepsilon \vec{E} = \rho, \quad (2.6)$$

$$\nabla \times \vec{H} - \varepsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = \vec{J}_{ext} + \sigma \vec{E}, \quad (2.7)$$

$$\nabla \cdot \mu \vec{H} = 0, \quad (2.8)$$

$$\nabla \times \vec{E} + \mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = 0. \quad (2.9)$$

Note que as equações acima não estão em sua forma mais geral, e sim em uma representação na qual ressaltam-se as propriedades elétricas do meio, sendo o termo \vec{J}_{ext} a corrente externa, isto é, a corrente elétrica no transmissor. No entanto, no trabalho de modelagem, é preferível o uso dessas equações no domínio da frequência. Isso se deve ao fato de que as Equações de Maxwell no domínio da frequência são mais simples de ser manipuladas, uma vez que não é necessário lidar com as derivadas parciais temporais, presentes quando utilizamos o domínio do tempo.

Com isso, introduzimos o par *Transformada de Fourier*

$$F(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t) e^{-i\omega t} dt \quad (2.10)$$

$$f(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F(\omega) e^{i\omega t} d\omega \quad (2.11)$$

onde t é o tempo, ω a frequência angular, F denota um campo vetorial no domínio da frequência e f um campo vetorial no domínio do tempo. Aplicando a transformada de Fourier nas equações (2.6), (2.7), (2.8), (2.9), obtemos

$$\nabla \cdot \varepsilon \mathbf{E} = \rho, \quad (2.12)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} - (\sigma + i\omega\varepsilon) \mathbf{E} = \mathbf{J}_{ext}(\omega), \quad (2.13)$$

$$\nabla \cdot \mu \mathbf{H} = 0, \quad (2.14)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} + i\omega\mu \mathbf{H} = 0, \quad (2.15)$$

onde os caracteres em negrito representam grandezas no domínio da frequência.

Observando as equações acima, percebemos que em um meio eletricamente neutro a equação (2.12) pode ser obtida através da equação (2.13). Analogamente, pode-se obter a equação (2.14) diretamente da equação (2.15). Para isso, basta aplicar o operador divergência em ambos os lados de (2.13) e (2.15) e usar a identidade $\nabla \cdot \nabla \times \mathbf{F} = 0$ (Rijo, 2004). De fato,

$$\nabla \cdot \nabla \times \mathbf{H} - (\sigma + i\omega\varepsilon) \nabla \cdot \mathbf{E} = 0 \quad \rightarrow \quad \nabla \cdot \mathbf{E} = 0, \quad (2.16)$$

$$\nabla \cdot \nabla \times \mathbf{E} + i\omega\mu \nabla \cdot \mathbf{H} = 0 \quad \rightarrow \quad \nabla \cdot \mathbf{H} = 0. \quad (2.17)$$

Com isso, as equações de Maxwell reduzem-se a

$$\nabla \times \mathbf{H} - \eta \mathbf{E} = \mathbf{J}_{\text{ext}}, \quad (2.18)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} + \mathfrak{z} \mathbf{H} = 0, \quad (2.19)$$

sendo $\eta = (\sigma + i\omega\varepsilon)$ a *admitividade* do meio e $\mathfrak{z} = i\omega\mu$ a *impeditividade* do meio.

Comparando as equações de Maxwell nos domínios do tempo e da frequência, é fácil perceber que as equações no domínio da frequência são bem mais simplificadas, fato que nos ajudará na metodologia adotada para a resolução dos campos futuramente.

2.2.3 Potenciais de Schelkunoff

Em certos problemas de eletromagnetismo, é comum utilizarmos um determinado campo para a obtenção de outro de simetria supostamente mais complexa. Por exemplo, as componentes H_r e H_z do campo magnético devido a uma bobina sobre um meio estratificado podem ser obtidas através de derivações do campo elétrico E_ϕ da mesma. Nesse caso, o campo elétrico E_ϕ de simetria cilíndrica, é bem mais simples que o campo magnético, formado por duas componentes e de simetria toroidal (Rijo, 2004). Assim, dizemos que o campo elétrico E_ϕ é usado como um campo potencial em relação ao campo magnético.

No entanto, há situações em que a simetria do campo elétrico apresenta o mesmo grau de complexidade do campo magnético, impossibilitando o uso de um como campo potencial do outro. Essa dificuldade é encontrada por exemplo, ao se trabalhar com uma fonte do tipo dipolo elétrico horizontal em meios estratificados, como é no caso do mCSEM.

Uma maneira conveniente de resolver este problema é a representação dos campos elétrico e magnético em termos de potenciais, isto é, funções das quais eles podem ser obtidos através de derivação, uma vez que equações em potenciais são em geral mais fáceis de resolver do que equações nos campos \mathbf{E} e \mathbf{H} (Ward & Hohmann, 1988). Dessa forma, utilizamos um conjunto especial de potenciais denominados

potenciais de Schelkunoff na determinação desses campos.

Os potenciais de Schelkunoff são de dois tipos, \mathbf{A} e \mathbf{F} , cada qual relacionado com um modo de propagação dos campos. O potencial \mathbf{A} está associado ao modo TM (transversal magnético) e o potencial \mathbf{F} está associado ao modo TE (transversal elétrico). Em virtude de (2.12) e (2.14), para um meio homogêneo e isotrópico, podemos escrever os campos \mathbf{H} e \mathbf{E} como rotacionais de campos vetoriais, ou seja,

$$\mathbf{H} = \nabla \times \mathbf{A} \quad (2.20)$$

e

$$\mathbf{E} = -\nabla \times \mathbf{F}. \quad (2.21)$$

Manipulando adequadamente a expressão (2.20) junto às equações (2.18) e (2.19), e considerando como fonte eletromagnética um dipolo elétrico, obtemos a seguinte equação de Helmholtz,

$$\nabla^2 \mathbf{A} + k^2 \mathbf{A} = -I(\omega) \vec{d}s \delta(x) \delta(y) \delta(z) \quad (2.22)$$

sendo $k^2 = -i\omega\mu(\sigma + i\omega\varepsilon) = -\eta\mathfrak{z}$ e $-I(\omega) ds \delta(x) \delta(y) \delta(z)$ a representação matemática do dipolo elétrico.

Realizando procedimento semelhante com a expressão (2.21), no entanto, valendo-se do artifício matemático¹ de que a fonte puntual é um dipolo magnético na equação (2.15), obtemos,

$$\nabla^2 \mathbf{F} + k^2 \mathbf{F} = -\mathfrak{z}\mathbf{m} \delta(x) \delta(y) \delta(z) \quad (2.23)$$

onde $-\mathfrak{z}\mathbf{m} \delta(x) \delta(y) \delta(z)$ representa o dipolo magnético. A solução das equações

¹Do ponto de vista puramente matemático, pode-se por dualidade escrever as equações de Maxwell para o caso do dipolo magnético da mesma forma que são escritas para o caso do dipolo elétrico. Por definição, nas equações de Maxwell, as *fontes reais* só aparecem nas equações das Leis de Coulomb e Ampère, e nunca nas equações das Leis de Gauss e Faraday (Rijo, 2004).

de Helmholtz acima (que podem ser classificadas como equações do tipo elípticas², sendo este um dos motivos para a utilização do domínio da frequência) podem ser obtidas mais facilmente utilizando a transformada tripla de Fourier, como sugere a função de Dirac tridimensional $\delta(x)\delta(y)\delta(z)$ presente nas mesmas. Com isso, temos os potenciais \mathbf{A} e \mathbf{F} no domínio (K_x, K_y, z) para um dipolo elétrico e um dipolo magnético respectivamente, ambos orientados na direção x a uma distância h_0 da interface de dois meios eletricamente distintos, dados por

$$\hat{A}_x(K_x, K_y, z) = \begin{cases} I(\omega) ds_x \frac{e^{u(z-h_0)}}{2u}, & 0 > h_0 > z \text{ ou } 0 < z < h_0 \\ I(\omega) ds_x \frac{e^{-u(z-h_0)}}{2u}, & 0 > z > h_0 \text{ ou } 0 < h_0 < z \end{cases} \quad (2.24)$$

e

$$\hat{F}_x(K_x, K_y, z) = \begin{cases} 3m_x \frac{e^{u(z-h_0)}}{2u}, & 0 > h_0 > z \text{ ou } 0 < z < h_0 \\ 3m_x \frac{e^{-u(z-h_0)}}{2u}, & 0 > z > h_0 \text{ ou } 0 < h_0 < z \end{cases} \quad (2.25)$$

em que u é a constante de propagação do meio, definida como $u^2 = k_x^2 + k_y^2 - k^2$. Analogamente, pode-se obter as componentes A_y, A_z, F_y e F_z correspondentes aos dipolos elétrico e magnético orientados nas direções y e z .

Entretanto, é conveniente representar os campos \mathbf{E} e \mathbf{H} parte em termos do potencial \mathbf{A} , parte em termos do potencial \mathbf{F} , dependendo da simetria do problema em questão. Dessa forma, \mathbf{E} e \mathbf{H} ficam descritos da seguinte forma,

$$\mathbf{E} = -\nabla \times \mathbf{F} - 3\mathbf{A} + \frac{1}{\eta} \nabla (\nabla \cdot \mathbf{A}) \quad (2.26)$$

²É comum classificarmos as equações diferenciais parciais em três categorias, *hiperbólicas*, *parabólicas* e *elípticas*. Um exemplo de equação hiperbólica é a *equação da onda*

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = v^2 \frac{\partial^2 u}{\partial x^2}$$

onde $v = \text{constante}$ é a velocidade de propagação da onda. O exemplo de equação parabólica é a *equação da difusão*

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(D \frac{\partial u}{\partial x} \right)$$

onde D é coeficiente de difusão. E o exemplo de equação elíptica é a *equação de Poisson*

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} = \rho(x, y)$$

onde ρ é o termo fonte. Se a fonte é igual à zero, a equação torna-se a *equação de Laplace* (Press et al., 2007).

e

$$\mathbf{H} = \nabla \times \mathbf{A} - \eta \mathbf{F} + \frac{1}{\mathfrak{z}} \nabla (\nabla \cdot \mathbf{F}). \quad (2.27)$$

As etapas anteriores dos cálculo das expressões acima podem ser encontradas detalhadamente em Ward & Hohmann (1988) e Rijo (2004).

A seguir, mostraremos os campos eletromagnéticos obtidos através dos potenciais de Schelkunoff. No entanto, enfatizaremos apenas o campo elétrico, por este ser de maior interesse no mCSEM.

2.2.4 As componentes do campo elétrico para o DEH

Considerando as equações (2.26) e (2.27), devemos separar as componentes dos campos elétrico e magnético entre os potenciais de Shelkunoff \mathbf{A} e \mathbf{F} . Para isso, tomemos o exemplo dado por Rijo (2004), no qual o potencial \mathbf{F} é identicamente nulo e o potencial \mathbf{A} possui apenas a componente A_z , i.e.,

$$\mathbf{A} = (0, 0, A_z). \quad (2.28)$$

Com isso, (2.26) e (2.27) reduzem-se em³

$$E_x = \frac{1}{\eta} \frac{\partial^2 A_z}{\partial x \partial z}, \quad (2.29)$$

$$E_y = \frac{1}{\eta} \frac{\partial^2 A_z}{\partial y \partial z}, \quad (2.30)$$

$$E_z = \frac{1}{\eta} \left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2 \right) A_z \quad (2.31)$$

e

$$H_x = \frac{\partial A_z}{\partial y}, \quad (2.32)$$

$$H_y = -\frac{\partial A_z}{\partial x}, \quad (2.33)$$

$$H_z = 0, \quad (2.34)$$

que corresponde a um campo TM_z , em virtude de $H_z = 0$.

³Consideramos a orientação do eixo z positiva para baixo.

Por outro lado, se o potencial \mathbf{A} for nulo e o potencial \mathbf{F} tiver apenas a componente A_z , i.e.,

$$\mathbf{F} = (0, 0, F_z) \quad (2.35)$$

(2.26) e (2.27) reduzem-se em

$$E_x = -\frac{\partial F_z}{\partial y}, \quad (2.36)$$

$$E_y = \frac{\partial F_z}{\partial x}, \quad (2.37)$$

$$E_z = 0 \quad (2.38)$$

e

$$H_x = \frac{1}{\mathfrak{z}} \frac{\partial^2 F_z}{\partial x \partial z}, \quad (2.39)$$

$$H_y = \frac{1}{\mathfrak{z}} \frac{\partial^2 F_z}{\partial y \partial z}, \quad (2.40)$$

$$H_z = \frac{1}{\mathfrak{z}} \left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2 \right) F_z, \quad (2.41)$$

que corresponde a um campo TE_z , em virtude de $E_z = 0$.

Agora, considerando o caso particular do dipolo elétrico horizontal (DEH), o qual excita simultaneamente os modos TE e TM, a sua componente E_x se dá através da soma de (2.29) e (2.36), i.e.

$$E_x = \frac{1}{\eta} \frac{\partial^2 A_z}{\partial x \partial z} - \frac{\partial F_z}{\partial y}. \quad (2.42)$$

Precisamos então determinar as componentes A_z e F_z dos potenciais de Schelkunoff para obtermos E_x .

Para isso, tomemos um dipolo elétrico horizontal orientado na direção x . Considerando em (2.26) e (2.27) $\mathbf{A} = (A_x, 0, 0)$ e $\mathbf{F} = 0$, obtemos

$$E_z = \frac{1}{\eta} \frac{\partial^2 A_x}{\partial x \partial z} \quad (2.43)$$

e

$$H_z = -\frac{\partial x}{\partial y}. \quad (2.44)$$

No domínio (k_x, k_y, z) essas duas equações se tornam, respectivamente

$$\hat{E}_z = \frac{ik_x}{\eta} \frac{\partial \hat{A}_x}{\partial z} \quad (2.45)$$

e

$$\hat{H}_z = -ik_y \hat{A}_x. \quad (2.46)$$

Substituindo (2.24) nas duas expressões acima, vem

$$\hat{E}_z(k_x, k_y, z) = \begin{cases} Ids_x \frac{ik_x}{2\eta} e^{u(z-h_0)}, & 0 > h_0 > z \text{ ou } 0 < z < h_0 \\ -Ids_x \frac{ik_x}{2\eta} e^{-u(z-h_0)}, & 0 > z > h_0 \text{ ou } 0 < h_0 < z \end{cases} \quad (2.47)$$

e

$$\hat{H}_z(k_x, k_y, z) = \begin{cases} -Ids_x \frac{ik_y}{2u} e^{u(z-h_0)}, & 0 > h_0 > z \text{ ou } 0 < z < h_0 \\ -Ids_x \frac{ik_y}{2u} e^{-u(z-h_0)}, & 0 > z > h_0 \text{ ou } 0 < h_0 < z \end{cases} \quad (2.48)$$

que são as componentes z do campo eletromagnético incidente. Para obtermos então os potenciais incidentes devido o dipolo elétrico horizontal ds_x , basta substituímos (2.47) e (2.48) nas equações (2.31) e (2.41) já no domínio (k_x, k_y, z) , produzindo

$$\hat{A}_z^{inc}(k_x, k_y, z) = \begin{cases} Ids_x \frac{ik_x}{2(k_x^2 + k_y^2)} e^{u(z-h_0)}, & 0 > h_0 > z \text{ ou } 0 < z < h_0 \\ -Ids_x \frac{ik_x}{2(k_x^2 + k_y^2)} e^{-u(z-h_0)}, & 0 > z > h_0 \text{ ou } 0 < h_0 < z \end{cases} \quad (2.49)$$

e

$$\hat{F}_z^{inc}(k_x, k_y, z) = \begin{cases} -Ids_x \frac{ik_y}{2\mathcal{Y}(k_x^2 + k_y^2)} e^{u(z-h_0)}, & 0 > h_0 > z \text{ ou } 0 < z < h_0 \\ -Ids_x \frac{ik_y}{2\mathcal{Y}(k_x^2 + k_y^2)} e^{-u(z-h_0)}, & 0 > z > h_0 \text{ ou } 0 < h_0 < z \end{cases} \quad (2.50)$$

sendo $\mathcal{Y} = \frac{u}{3}$ a *admitância do meio*. Assumindo que os potenciais \mathbf{A} e \mathbf{F} possuem a forma de exponenciais em z do tipo e^{-uz} como sugere (2.24) e (2.25), podemos substituir o termo $\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2\right)$ presente em (2.31) e (2.41) por $(u^2 + k^2)$ uma vez que a segunda derivada de e^{-uz} é igual a $u^2 e^{-uz}$, justificando a presença do termo

$(k_x^2 + k_y^2)$ nas duas equações acima, pois

$$(u^2 + k^2) = (k_x^2 + k_y^2 - k^2 + k^2) = (k_x^2 + k_y^2). \quad (2.51)$$

Realizando a transformada inversa dupla de Fourier nas equações (2.49) e (2.50), obtemos os potenciais de Schelkunoff incidentes no domínio (x, y, z) necessários para a determinação da componente E_x do campo elétrico de acordo com (2.42). Ressaltamos que, a mesma metodologia adotada para a obtenção da componente E_x vale para as componentes E_y e E_z .

Entretanto, neste ponto, torna-se necessário que entremos com informação sobre o modelo com o qual queremos trabalhar, pois ele exerce influência no potencial total a ser calculado, como veremos a seguir.

2.3 A MODELAGEM 1-D NO DOMÍNIO DA FREQUÊNCIA

A figura abaixo ilustra o modelo teórico para o mCSEM, o qual usaremos para a determinação das componentes do campo elétrico. Nele temos um dipolo elétrico horizontal orientado na direção x , a uma distância h_0 da superfície inferior que representa a interface entre o mar e os sedimentos oceânicos, e a uma distância h_1 da superfície superior que representa a interface ar e mar. As condutividades σ_0, σ_1 e σ_2 correspondem respectivamente ao ar, mar e sedimentos.

Feita a consideração sobre o modelo no qual baseia-se o mCSEM, podemos então escrever os potenciais incidentes $\hat{A}_z^{(1)+}$ e $\hat{F}_z^{(1)+}$ da seguinte forma

$$\hat{A}_z^{(1)+} = A_1 \left[e^{-u_0 z} + R_{TM}^{(+)} e^{u_0(z-2h_0)} + R_{TM}^{(-)} e^{-u_0(z-2h_1)} \right] \quad (2.52)$$

e

$$\hat{F}_z^{(1)+} = F_1 \left[e^{-u_0 z} + R_{TE}^{(+)} e^{u_0(z-2h_0)} + R_{TE}^{(-)} e^{-u_0(z-2h_1)} \right] \quad (2.53)$$

onde as amplitude A_1 e F_1 são dadas por

$$A_1 = Ids_x \frac{ik_x}{2(k_x^2 + k_y^2)} \quad \text{e} \quad F_1 = -Ids_x \frac{ik_y}{2\mathcal{Y}_1(k_x^2 + k_y^2)}$$

em concordância com (2.49) e (2.50), e os termos R_{TM} e R_{TE} são os *coeficientes*

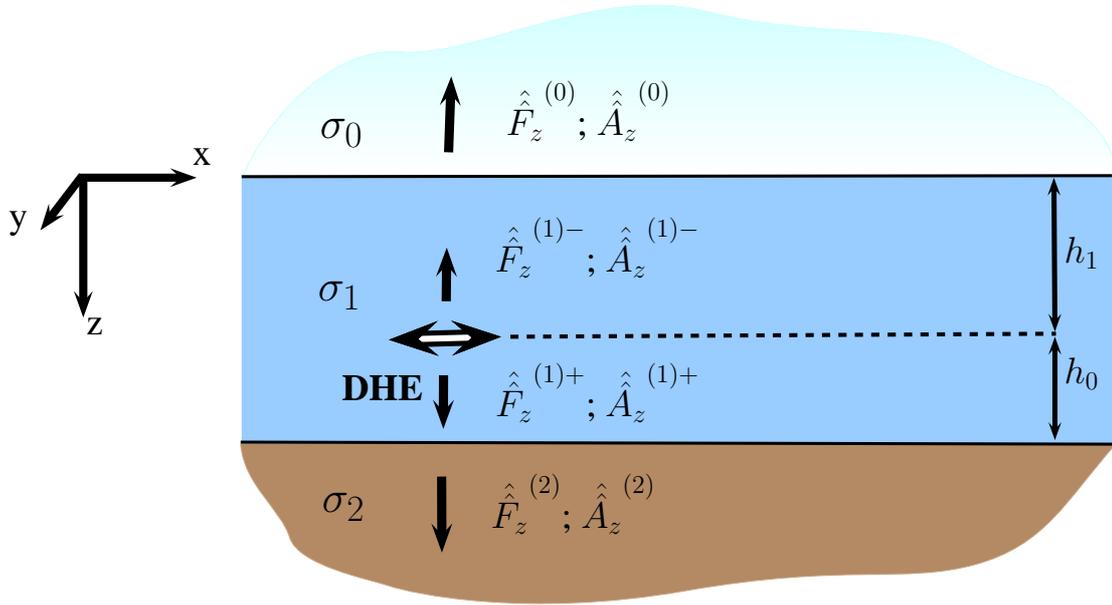


Figura 2.3: Modelo utilizado na determinação das componentes elétricas para o mCSEM. Um dipolo elétrico horizontal encontra-se numa camada de espessura $(h_0 + h_1)$ de condutividade σ_1 representando o mar, limitada por dois semi-espacos de condutividades σ_0 e σ_2 representando ar e sedimentos respectivamente.

de reflexão para o modo TM e o modo TE respectivamente. Os coeficientes de reflexão correspondem às amplitudes dos campos refletidos nas interfaces inferior (+) e superior (-), e seu valor depende das *Impedâncias* (\mathcal{Z}_j) e *Admitâncias* (\mathcal{Y}_j) nas interfaces refletoras.

Aplicando a transformada inversa dupla de Fourier nas equações (2.52) e (2.53) vem

$$A_z^{(1)+}(x, y, z) = \frac{I ds_x}{8\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} K_{TM}(k_x, k_y) \frac{ik_x}{k_x^2 + k_y^2} e^{i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y \quad (2.54)$$

e

$$F_z^{(1)+}(x, y, z) = \frac{-I ds_x}{8\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} K_{TE}(k_x, k_y) \frac{ik_y}{\mathcal{Y}_1(k_x^2 + k_y^2)} e^{i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y \quad (2.55)$$

onde K_{TM} e K_{TE} são dados por

$$K_{TM} = \left[e^{-u_1 z} + R_{TM}^{(+)} e^{u_1(z-2h_0)} + R_{TM}^{(-)} e^{-u_1(z-2h_1)} \right] \quad (2.56)$$

e

$$K_{TE} = \left[e^{-u_1 z} + R_{TE}^{(+)} e^{u_1(z-2h_0)} + R_{TE}^{(-)} e^{-u_1(z-2h_1)} \right] \quad (2.57)$$

Substituindo dessa vez (2.54) e (2.55) em (2.42) e realizando os devidos procedimentos matemáticos, obtemos finalmente a componente E_x do campo elétrico

$$\begin{aligned} E_x = & + \frac{I(\omega) ds_x}{4\pi} \left(\frac{1}{r} - \frac{2x^2}{r^3} \right) \int_0^\infty K'_{TM}(k_r) \mathcal{Z}_1 J_1(k_r r) dk_r \\ & - \frac{I(\omega) ds_x}{4\pi} \frac{x^2}{r^2} \int_0^\infty K'_{TM}(k_r) \mathcal{Z}_1 k_r J_0(k_r r) dk_r \\ & - \frac{I(\omega) ds_x}{4\pi} \left(\frac{1}{r} - \frac{2x^2}{r^3} \right) \int_0^\infty K_{TE}(k_r) \frac{1}{\mathcal{Y}_1} J_1(k_r r) dk_r \\ & - \frac{I(\omega) ds_x}{4\pi} \left(1 - \frac{x^2}{r^2} \right) \int_0^\infty K_{TE}(k_r) \frac{k_r}{\mathcal{Y}_1} J_0(k_r r) dk_r \end{aligned} \quad (2.58)$$

sendo

$$K'_{TM} = \left[e^{-u_1 z} - R_{TM}^{(+)} e^{u_1(z-2h_0)} + R_{TM}^{(-)} e^{-u_1(z-2h_1)} \right], \quad (2.59)$$

$$k_r^2 = k_x^2 + k_y^2$$

e

$$r^2 = x^2 + y^2.$$

As etapas acima são apenas uma síntese do procedimento geral para o cálculo do campo elétrico. Lembramos que, podemos obter as outras componentes do campo elétrico, assim como as componentes do campo magnético, de maneira análoga. Uma demonstração mais detalhada do cálculo desses campos pode ser encontrada em Souza (2007).

2.3.1 Resultados para multifrequência

Para testarmos nosso programa, aproximamos o modelo geoeletrico do mCSEM para um modelo homogêneo e comparamos os resultados obtidos através do cálculo com a solução exata deste problema, que pode ser encontrada em Ward & Hohmann (1988). A figura 2.4 mostra as soluções exatas e numéricas para a componente E_x no domínio do tempo, normalizadas pelo momento de dipolo e medida por único re-

ceptor a uma distância de 900m da fonte transmissora em uma formação homogênea com $1\Omega\text{m}$ de resistividade.

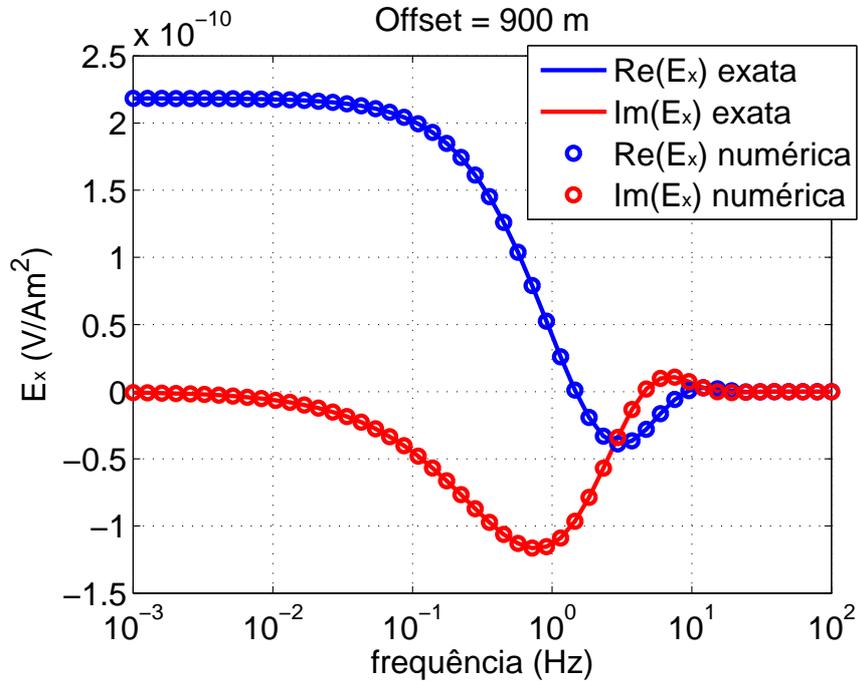


Figura 2.4: Partes Real (azul) e imaginária (vermelho) da componente E_x calculadas para várias frequências em um modelo homogêneo.

Com a equação da componente E_x do campo elétrico, podemos então proceder com a modelagem da mesma, bastando agora definirmos os modelos a serem estudados. Utilizamos inicialmente o modelo 1-D apresentado por Constable & Weiss (2006) ilustrado na figura 2.5(a). Este é constituído de três camadas: o ar, o mar com espessura de 1000m e resistividade $0.3\Omega\text{m}$, e um semi-espço infinito representando os sedimentos marinhos, de resistividade $1\Omega\text{m}$. Utilizamos também o modelo 1-D apresentado na figura 2.5(b), semelhante ao anterior, exceto por uma camada a mais, a uma profundidade de 1000m a partir do fundo oceânico e com resistividade de $100\Omega\text{m}$ representando o reservatório de hidrocarbonetos.

A fonte eletromagnética encontra-se a 30m do fundo do mar, e sua frequência varia de 10^{-6} a 10Hz. As figuras 2.6, 2.7 e 2.8 mostram as partes reais e imaginárias do campo elétrico radial no domínio da frequência para receptores localizados nas distâncias 2000m, 5000m e 10000m respectivamente. As denominações *noHC* e *HC* representam os modelos sem reservatório (*noHC*), e com reservatório (*HC*).

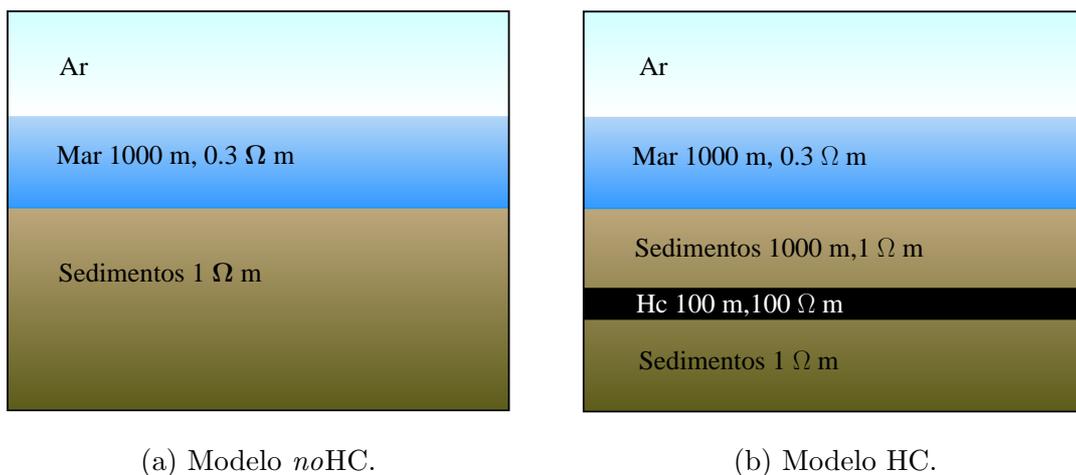


Figura 2.5: Modelos 1-D: (a) sem reservatório, (b) com reservatório.

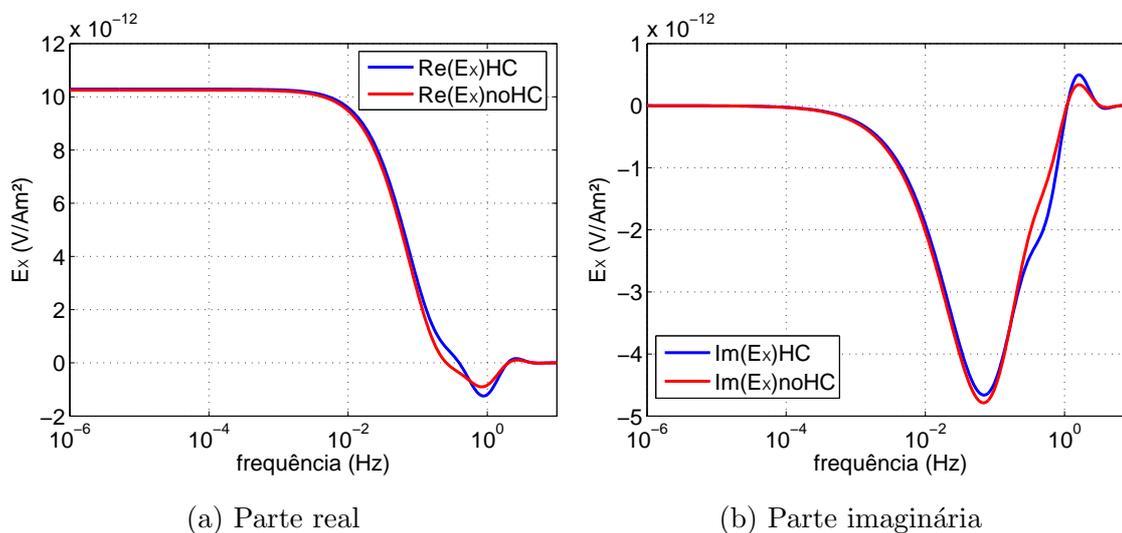


Figura 2.6: Resposta do campo elétrico radial no domínio da frequência em um receptor a 2000 m da fonte eletromagnética.

Os resultados mostrados nesta seção estão normalizados pelo momento de dipolo, isto é, pelo produto do comprimento da fonte e a amplitude da corrente elétrica que gera o campo eletromagnético. Esse procedimento equivale a atribuir ao termo relacionado à fonte, presente nas equações do campo elétrico, um valor constante, o que no domínio do tempo caracteriza uma fonte do tipo impulso representada por uma função delta de Dirac posta na origem. Os resultados no domínio do tempo foram todos obtidos considerando esse tipo de fonte.

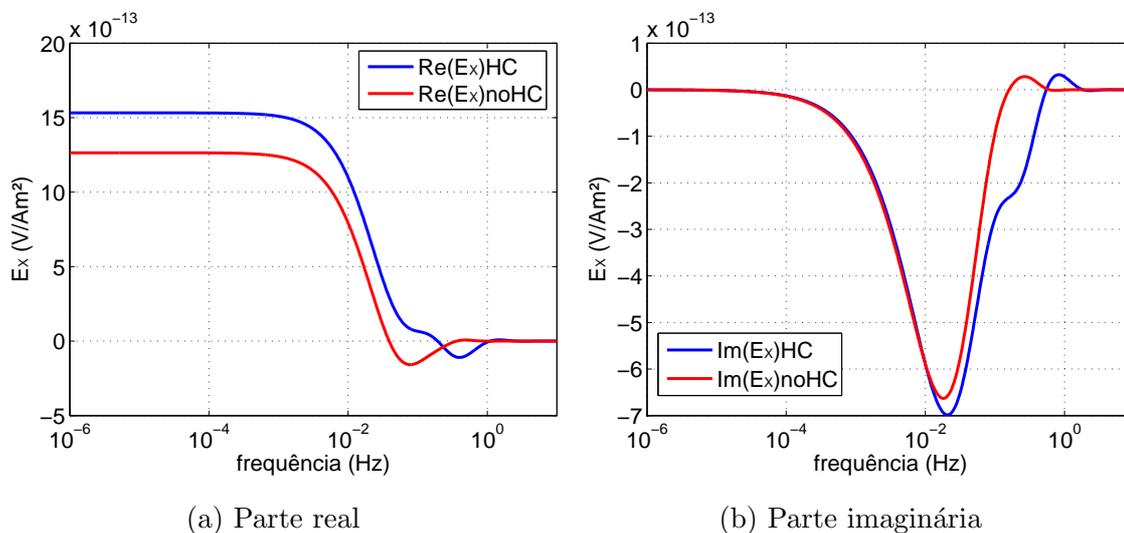


Figura 2.7: Resposta do campo elétrico radial no domínio da frequência em um receptor a 5000 m da fonte eletromagnética.

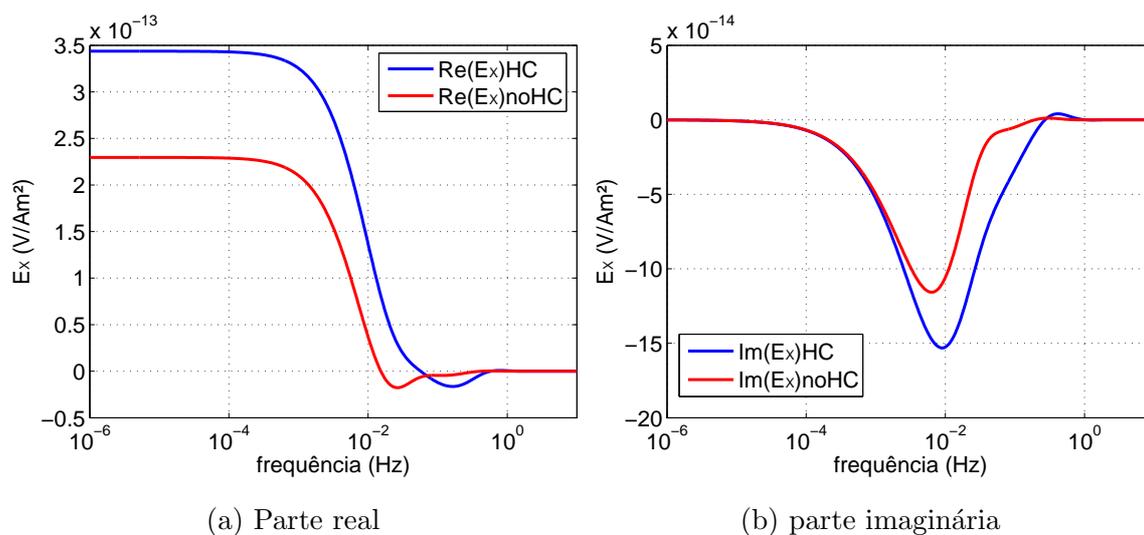


Figura 2.8: Resposta do campo elétrico radial no domínio da frequência em um receptor a 10000 m da fonte eletromagnética.

3 O MCSEM NO DOMÍNIO DO TEMPO

3.1 INTRODUÇÃO

A utilização de métodos eletromagnéticos no domínio do tempo é comum em levantamentos geofísicos efetuados em terra, como investigações ambientais, hidrogeológicas, minerais, etc, devido a sua facilidade de uso e capacidade de gerar dados que possam ser diretamente diagnosticáveis (Meju, 1998). Nesses ambientes, a abordagem através do domínio do tempo mostra-se muito bem adaptada, pois as formações geológicas encontram-se no lado condutivo do sistema ar/terra; após o desligamento da fonte, o campo propagado pela atmosfera se atenua rapidamente devido a alta resistividade do ar, considerada infinita em nossos problemas. Dessa forma, o sinal captado nos receptores é dominado pela resposta dos sedimentos, por onde o campo difunde-se mais lentamente. Em levantamentos marinhos, esse sistema é invertido, pois geralmente os sedimentos do subsolo oceânico são mais resistivos que a água do mar, por onde o campo direto se propaga. Com isso, a informação do meio geológico aparece nos tempos iniciais do sinal captado, ficando este dominado pela resposta do mar em seus tempos posteriores (Constable & Srnka, 2007). Essa separação das respostas dos meios é uma característica importante na utilização do domínio do tempo, e não pode ser facilmente observada ao se utilizar o domínio da frequência.

Outra característica presente na utilização de métodos eletromagnéticos em ambientes marinhos é a interação entre o campo eletromagnético emitido e a atmosfera. Tal interação, geralmente denominada de *airwave*, produz um sinal sem nenhuma informação geológica que se mistura ao sinal proveniente dos sedimentos. Como descreve King *et al.* (1992), “a onda lateral referida como *airwave* pode ser interpretada em termos da energia que se difunde verticalmente para cima a partir do DHE até a interface ar/mar, onde se propaga atenuando-se apenas geometricamente,

vindo a difundir-se para baixo, em direção ao receptor”. Devido a isso, até recentemente, o uso do mCSEM estava confinado a regiões de águas profundas (mar com profundidade acima de 500m), onde o percurso da airwave seria grande o suficiente para dissipá-la.

Estudos recentes procuram mostrar que o uso do mCSEM em águas rasas é viável. A utilização do domínio do tempo nesses ambientes parece ser a ferramenta mais promissora para tal tarefa até o momento, entretanto, a interação dos campos eletromagnéticos no domínio do tempo com os meios geológicos marinhos, é algo que precisa ser compreendido mais a fundo.

Diversos trabalhos abordam este tema. Em Andréis & MacGregor (2008) é feita uma comparação entre os dados no domínio do tempo e da frequência considerando várias profundidades de mar. Também é feita uma análise quantitativa sobre a possibilidade de separação entre a resposta dos sedimentos e a resposta da airwave. O resultado dessa análise mostra que não é possível uma separação direta dos dois sinais, devido haver um acoplamento complexo entre os termos que governam o comportamento dos mesmos. Em Ziolkowski & Wright (2007), é descrita uma forma de remoção da airwave de dados no domínio do tempo obtidos em águas rasas, a partir da medida dos campos em grandes offsets, onde a influência da airwave seria predominante diante das respostas dos sedimentos. A remoção então é feita através de filtragem dos dados em distâncias mais próximas, considerando que a forma do sinal da airwave é a mesma em todo o offset.

Uma vez que o registro dos campos no domínio do tempo é feito geralmente com a fonte transmissora desligada, esse método pode ser capaz de detectar reservatórios cuja resposta seja fraca devido ao baixo contraste de resistividade com o meio encaixante (Strack *et al.*, 2008). Como já mencionado, o sinal captado é uma combinação das respostas provenientes do mar, dos sedimentos e do possível alvo a ser localizado. O tempo de difusão dos campos depende essencialmente das características elétricas e geométricas desses meios assim como da distância do receptor até a fonte transmissora.

A modelagem de dados do mCSEM nos permite analisar qualitativamente essas características, manipulando cada parâmetro que determina o valor final dos campos.

Os resultados no domínio do tempo carregam consigo as mesmas informações que os resultados no domínio da frequência, no entanto são mostrados através de outro aspecto, o que pode nos revelar detalhes antes não percebidos.

Neste capítulo, mostraremos o procedimento adotado para chegarmos aos resultados no domínio do tempo a partir dos resultados modelados no domínio da frequência.

3.2 METODOLOGIA

No capítulo anterior, mostramos o procedimento para obtermos as equações de campo para o dipolo elétrico horizontal. Usamos como exemplo a componente E_x , cujas variáveis independentes são a frequência e a distância entre a fonte e o receptor. Para a obtenção desses campos no domínio do tempo, é necessário aplicarmos a transformada de Fourier nos resultados no domínio da frequência. Neste caso, este procedimento requer certos cuidados. Primeiro, vale ressaltar que estamos trabalhando com valores numéricos, e é neles que queremos aplicar a transformada. Dessa forma, utilizaremos a *transformada discreta de Fourier*. Em segundo lugar, os valores estão no domínio da frequência, o que significa que utilizaremos a transformada inversa, uma vez que partimos do domínio do tempo, no caso, as equações de Maxwell.

Neste capítulo, explicaremos então a metodologia utilizada para o cálculo da transformada discreta de Fourier (DFT), que segue exatamente os seguintes passos:

- Cálculo dos valores da componente E_x do campo elétrico para várias frequências (Esta etapa constitui a amostragem dos dados).
- Organização dos dados, considerando a periodicidade das partes real e imaginária dos mesmos, decorrente do uso da DFT.
- Execução da DFT. Aproximação da integral de Fourier a um somatório.

A escolha dos valores no domínio da frequência é determinante para a execução da transformada para o domínio do tempo e vice-versa. Na prática, quanto mais valores em um domínio, melhor o resultado do cálculo da transformada discreta.

Com isso, precisaremos calcular o campo elétrico para uma quantidade suficiente de frequências, o que implica em um alto tempo de execução da tarefa, principalmente quando trabalhamos com modelos geológicos bi e tridimensionais. A seguir, veremos como deve ser feita a escolha dessas frequências.

Descreveremos também o processo de cálculo dos campos para essas frequências valendo-se da paralelização computacional do nosso problema. O uso do paralelismo computacional possibilita um melhor desempenho dos programas, principalmente quanto à diminuição do tempo de execução, uma vez que as tarefas a serem realizadas podem ser sistematicamente divididas. Utilizamos as rotinas da biblioteca **MPI** para a divisão das tarefas dentro do nosso programa que foi executado no ambiente de paralelização proporcionado pelo *cluster* Netuno.

3.2.1 O Teorema da Amostragem

Em situações práticas, é comum trabalharmos com determinados valores de uma função $h(t)$ tomados em certos intervalos de tempo. O processo de escolha desses valores é chamado de *amostragem*. Consideremos Δ o intervalo de tempo entre duas amostras consecutivas, então podemos escrever a sequência discreta da função $h(t)$ como

$$h_n = h(n\Delta) \quad n = \dots, -3, -2, -1, 0, 1, 2, 3, \dots \quad (3.1)$$

Para que a amostragem possa univocamente representar a função original, ela deve satisfazer o *Teorema de Nyquist-Shannon*, mais conhecido como o *Teorema da Amostragem* (Press *et al.*, 2007).

Teorema 1 (Nyquist-Shannon) *Se uma função $f(t)$ não contém frequências maiores que W , então ela pode ser completamente determinada por seus valores tomados a intervalos uniformes menores que $1/(2W)$ (Shannon, 1949) .*

Isto é, para cada intervalo de amostragem Δ , existe uma frequência especial f_c chamada de *frequência crítica de Nyquist*, tal que

$$f_c \equiv \frac{1}{2\Delta} \quad (3.2)$$

Uma função cuja amostragem não satisfaça o teorema de Nyquist-Shannon, poderá não ser recuperada através dessas amostras. Quando isto ocorre, dizemos que houve *aliasing*. Aliasing refere-se ao efeito que faz duas funções tornarem-se indistinguíveis quando amostradas, ou à distorção resultante quando a função reconstruída a partir das amostras é diferente da função contínua original. A figura abaixo ilustra uma função seno de frequência 0.9Hz (curva azul), cujas amostras (círculos vermelhos) foram tomadas em intervalos regulares $\Delta = 1s$. No entanto, é possível traçar com o mesmo conjunto de amostras o gráfico de outra função seno (tracejado preto) de frequência 0.1Hz.

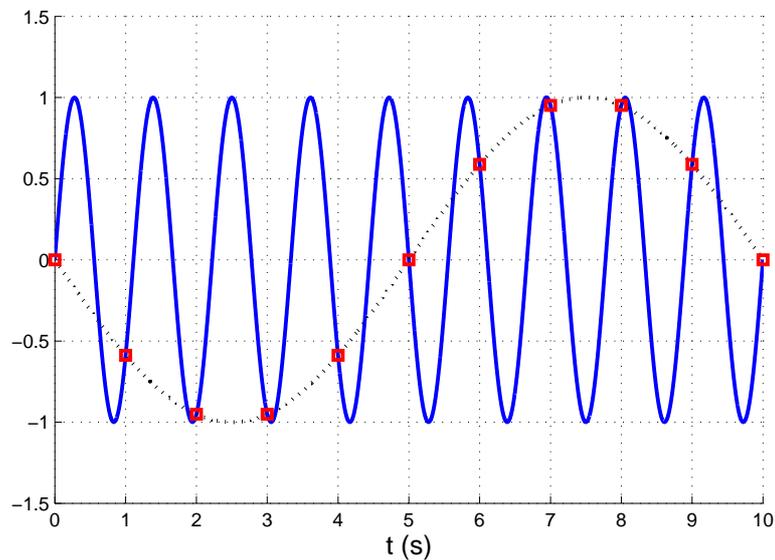


Figura 3.1: Efeito de aliasing ocorrendo entre duas senóides

3.2.2 A transformada discreta de Fourier

Tomemos como exemplo uma função ordinária amostrada em N pontos consecutivos,

$$h_k \equiv h(t_k), \quad t_k \equiv k\Delta, \quad k = 0, 1, 2, \dots, N-1 \quad (3.3)$$

sendo Δ o intervalo de amostragem e N um número par por simplicidade. Queremos encontrar a transformada de Fourier da função a partir dos valores amostrados. Se a função assume valores não-nulos em um intervalo finito, então consideramos que esse intervalo esteja contido no intervalo dos N pontos, sendo estes um período da

função amostrada, que será periódica¹.

De acordo com o teorema da amostragem, devido o intervalo de amostragem Δ , seremos capazes apenas de produzir valores no domínio da frequência dentro do intervalo de frequência $-f_c$ à f_c , que corresponde a um período da função discreta nesse domínio.

Uma amostragem de N pontos em um domínio será capaz de produzir não mais que N pontos no outro, sendo assim, a transformada de Fourier da função será estimada nos valores discretos

$$f_n \equiv \frac{n}{N\Delta}, \quad n = -\frac{N}{2}, \dots, \frac{N}{2} \quad (3.4)$$

onde os valores extremos de n correspondem aos limites $-f_c$ e f_c .

O próximo passo é aproximar a integral de Fourier à um somatório:

$$H(f_n) = \int_{-\infty}^{\infty} h(t_k) e^{-2\pi i f_n t} dt \approx \sum_{k=0}^{N-1} h_k e^{-2\pi i f_n t_k} \Delta = \Delta \sum_{k=0}^{N-1} h_k e^{-2\pi i k n / N} \quad (3.5)$$

O último somatório da equação acima é chamado de *transformada discreta de Fourier*, denotada simplesmente por H_n

$$H_n \equiv \sum_{k=0}^{N-1} h_k e^{-2\pi i k n / N} \quad (3.6)$$

A transformada *inversa* que recupera h_k a partir de H_n é dada por

$$h_k = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} H_n e^{2\pi i k n / N} \quad (3.7)$$

3.2.3 A amostragem no domínio da frequência

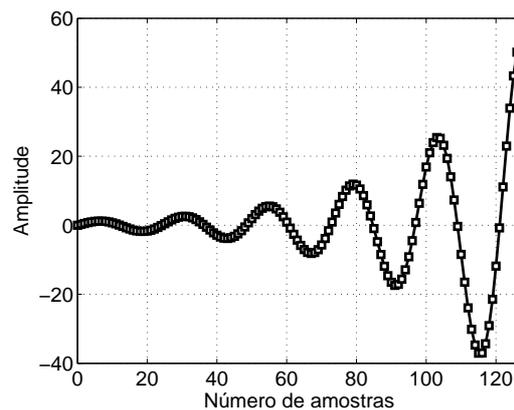
Mostraremos aqui o procedimento adotado para a obtenção dos resultados no domínio do tempo a partir dos dados no domínio da frequência, entretanto, falaremos antes sobre a natureza periódica da DFT.

Ao se utilizar a transformada discreta de Fourier, o conjunto de valores amostra-

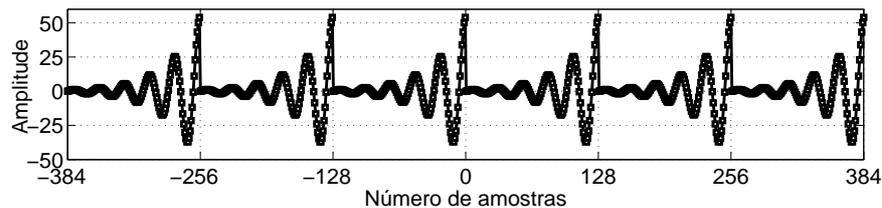
¹Diferentemente da transformada de Fourier contínua, a DFT “enxerga” todas as funções como sendo periódicas, tanto no domínio do tempo como no domínio da frequência.

dos da função contínua (função original) corresponde a um período da função discreta, independentemente da existência ou não de periodicidade na função original. A figura 3.2 exemplifica como ocorre a periodicidade de funções amostradas no domínio do tempo.

A periodicidade da função gera algumas consequências. Uma delas, como já mencionamos, é o efeito de aliasing, que afeta o resultado da transformada. Outra consequência provém da propriedade que relaciona periodicidade e discretização de funções entre os domínios da transformada. Em resumo, temos que, periodicidade em um domínio gera discretização no outro e vice-versa. Como a DFT trabalha sempre com funções discretas e periódicas, o resultado sempre será funções com essas mesmas características.



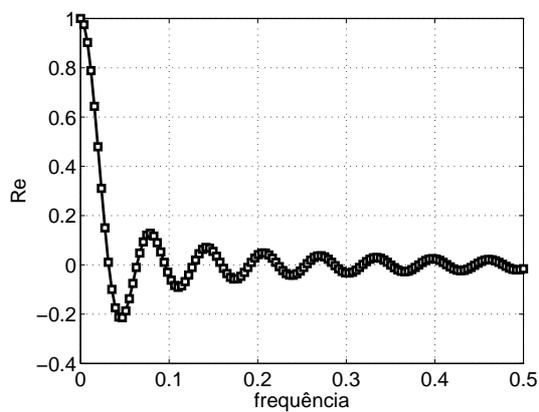
(a)



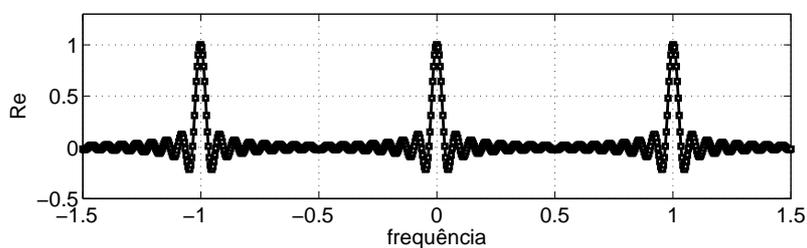
(b)

Figura 3.2: Periodicidade da DFT no domínio do tempo. (a) Domínio do tempo visto como N pontos. (b) Domínio do tempo visto como periódico. Fonte: Smith, 1997.

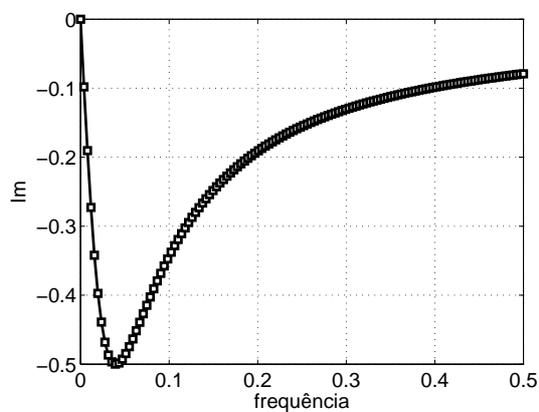
No domínio da frequência, a periodicidade das funções torna-se um pouco diferente. As figuras 3.3(a) e 3.3(c) mostram a parte real e a parte imaginária de uma função no domínio da frequência amostradas em um determinado número de pontos. Já as figuras 3.3(b) e 3.3(d) mostram a representação periódica de cada parte da função do ponto de vista da DFT.



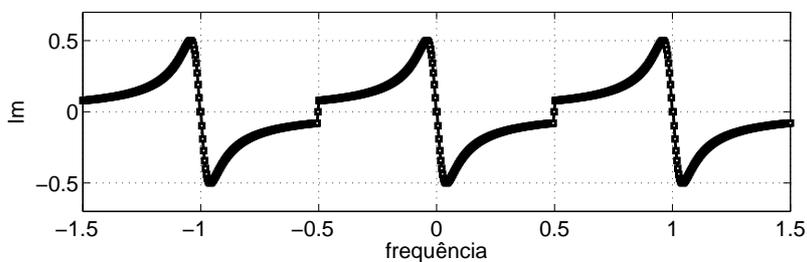
(a)



(b)



(c)



(d)

Figura 3.3: Periodicidade da DFT no domínio da frequência. (a) e (c) Domínio da frequência visto como N pontos. (b) e (d) Domínio da frequência visto como periódico. Fonte: Smith, 1997.

Como já foi dito, ao trabalharmos com funções discretas, existe um valor especial de frequência relacionado à taxa de amostragem da função, de tal forma que, no domínio da frequência, o período da função discreta sempre se dá entre os limites positivo e negativo dessa frequência, independentemente do número de amostras. No entanto, os valores amostrados constituem apenas metade de um período da função periódica. Para obtermos a outra metade, devemos levar em conta as simetrias das partes real e imaginária. Como queremos uma função no domínio do tempo com apenas a componente real, devemos fazer com que no domínio da frequência, a parte real da função amostrada seja par e a parte imaginária seja ímpar (Brigham, 1988). Para isso, duplicamos os valores amostrados e os organizamos dentro do período, de tal forma que as configurações de paridade da função sejam satisfeitas.

Em nosso problema, temos um conjunto de valores discretos no domínio da frequência e queremos encontrar os valores no domínio do tempo relacionados a eles valendo-se da transformada discreta de Fourier. De acordo com Brigham (1988), podemos utilizar a seguinte expressão:

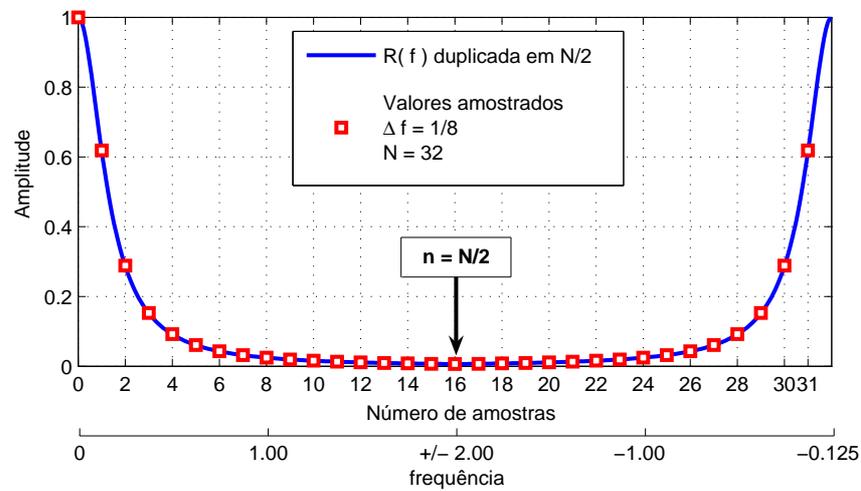
$$h(kT) = \Delta f \sum_{k=0}^{N-1} [R(n\Delta f) + iI(n\Delta f)] e^{i2\pi nk/N} \quad k = 0, 1, \dots, N - 1 \quad (3.8)$$

onde Δf é o intervalo de amostragem das frequências e R e I denotam respectivamente as partes real e imaginária dos argumentos nos parênteses. A expressão acima é completamente análoga à equação (3.5), mudando apenas o sentido da transformada, isto é, ela realiza a transformada direta do domínio da frequência para o domínio do tempo nos valores amostrados.

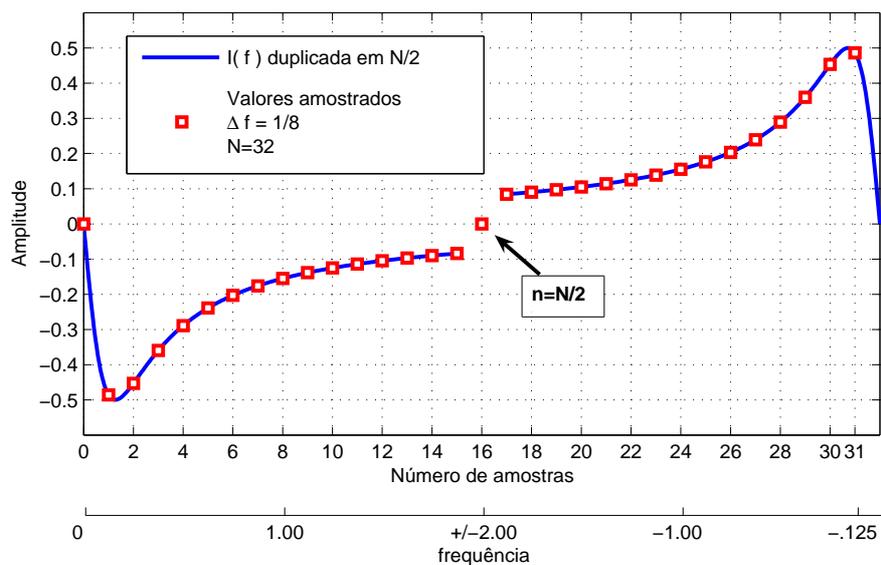
Tomando o exemplo apresentado por Brigham (1988), dadas as partes real e imaginária de uma função contínua no domínio da frequência, queremos utilizar a expressão (3.8) para encontrar a função correspondente no domínio do tempo. A figura 3.4 ilustra os procedimentos abaixo descritos.

Primeiramente, a parte real da função é amostrada, totalizando $N/2$ pontos. Como já sabemos que $R(f)$ deve ser uma função par, nós então *dobramos* $R(f)$ em torno do ponto amostrado $n = N/2$ para a obtenção das amostras restantes

correspondentes às frequências negativas, como mostra a figura 3.4(a).



(a)



(b)

Figura 3.4: Exemplo de procedimento de amostragem da parte real(a) e imaginária(b) de uma função no domínio da frequência para utilização da DFT. Fonte: Brigham, 1988

A figura 3.4(b) ilustra o método para a determinação das N amostras da parte imaginária da função. Sendo a parte imaginária uma função ímpar, além de *dobrada* em torno da amostra $N/2$, há também a troca de sinal dos valores nessa segunda metade das amostras. Tanto na parte real como na imaginária, a amostra $N/2$ é

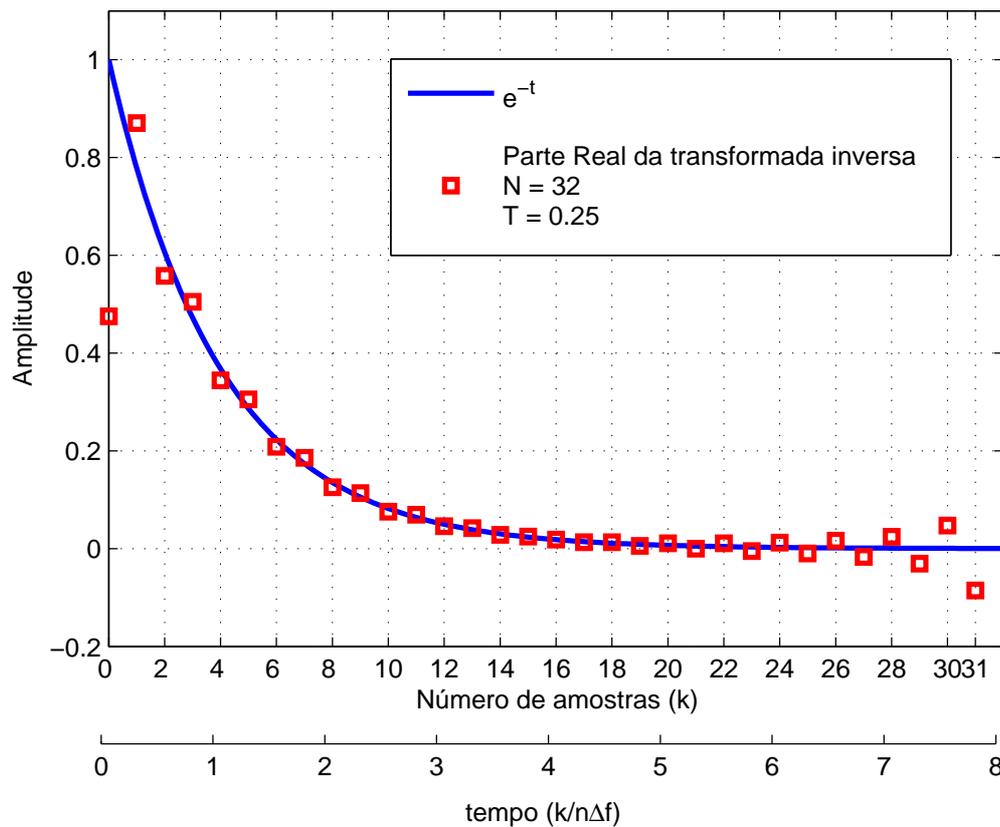


Figura 3.5: Resultado no domínio do tempo obtido através da DFT para uma amostragem de 32 pontos. Fonte: Brigham, 1988

recalculada para assumir o valor da média aritmética de seus pontos adjacentes.²

Assim, aplicando a transformada inversa de Fourier nos valores amostrados da figura 3.4(a) e 3.4(b), nós obtemos a função correspondente no domínio do tempo. O resultado é uma função complexa cuja a parte imaginária é aproximadamente zero³ e a parte real é mostrada na figura 3.5.

Neste exemplo, o resultado concorda razoavelmente com os valores exatos da função. Para resultados mais aproximados, pode-se reduzir o intervalo e/ou aumentar o número de amostras.

²Note que os valores duplicados são dobrados em torno da amostra $N/2$ e não em torno da origem, como foi mostrado na figura 3.3. No fundo, os dois procedimentos são equivalentes devido à periodicidade da função amostrada.

³Idealmente, a parte imaginária deveria ser nula, o que não ocorre devido os erros de arredondamento causados pelo limite de precisão dos cálculos.

3.2.4 Metodologia Computacional: Processamento Paralelo

Embora o problema da modelagem do mCSEM 1-D tenha um baixo custo computacional, isto é, não necessita de amplo armazenamento de dados e é executado em baixos intervalos de tempo quando comparado aos problemas 2-D e 3-D, durante o desenvolvimento desse trabalho houve grande preocupação com a metodologia computacional a ser adotada relacionada ao tempo de execução do programa. Isto porque pretendemos futuramente aplicar a mesma metodologia nos modelos mais complexos já mencionados, que por si só já demandam grande tempo de execução.

Como vimos, a obtenção dos resultados no domínio do tempo requer o cálculo do campo no domínio da frequência para uma quantidade suficiente de frequências, o que pode tornar esta tarefa um tanto demorada. Há várias estratégias para a obtenção dessas frequências, entre elas a utilização de filtros digitais para o cálculo numérico da integral da transformada de Fourier e o uso de algoritmos de interpolação de funções. Ambas podem diminuir o tempo de execução, dependendo da quantidade de pontos do filtro no caso da primeira e da eficiência do algoritmo interpolador na segunda.

No entanto, como parte do exercício de aprendizado deste trabalho, procuramos implementar satisfatoriamente o *paralelismo computacional*. O paralelismo computacional ou processamento paralelo, consiste na divisão de tarefas que normalmente seriam feitas serialmente em uma única máquina. Devido a isso, sua utilização visa a diminuição do tempo de execução de tarefas muito grandes que tomariam um grande tempo de execução.

Para que o paralelismo seja possível, é necessário um ambiente que possibilite a implementação do mesmo, assim como diretrizes que comandem e coordenem as tarefas a serem executadas.

O ambiente de paralelização que utilizamos foi o *cluster Netuno*. O Netuno é um supercomputador que fica localizado no Núcleo de Computação Eletrônica da Universidade Federal do Rio de Janeiro, possui 256 nós de computação cada um com dois processadores *Intel*[®] 2,66 GHz quad-core, totalizando 2048 núcleos. A figura 3.6 ilustra a arquitetura computacional do Netuno.

Utilizamos as rotinas da biblioteca MPI (*Message Passing Interface*) para geren-

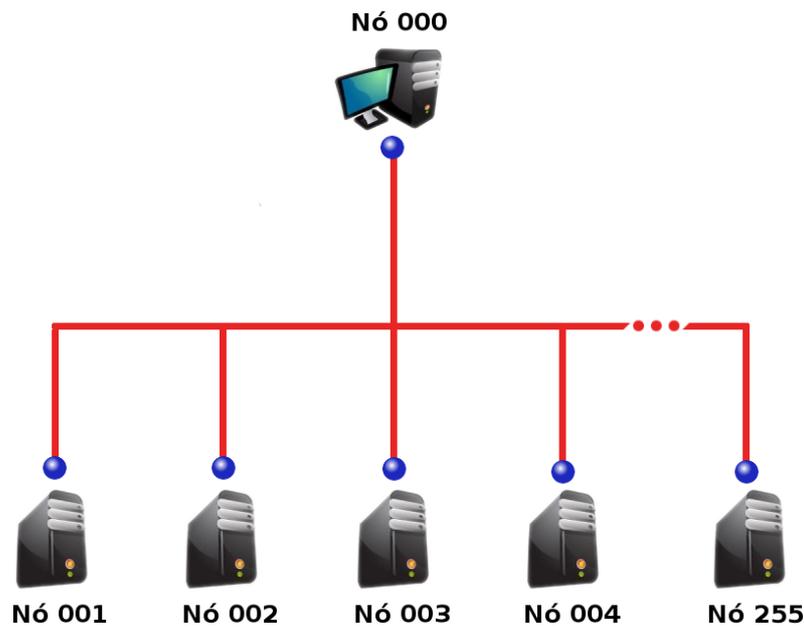


Figura 3.6: Esquema da arquitetura computacional do Netuno.

ciamento das tarefas a serem paralelizadas. A estratégia de paralelização é muito importante para o aumento de desempenho da tarefa. As rotinas do MPI são muito versáteis e possibilitam diversas “manobras” de programação.

Em nosso problema, paralelizamos o cálculo da componente E_x do campo elétrico no domínio da frequência, assim como a transformada discreta de Fourier que produz os resultados no domínio do tempo.

A figura 3.7 mostra de maneira geral como se dá a divisão das tarefas dentro do nosso programa. Quando executamos o programa em paralelo, as rotinas do MPI encarregam-se de enviar diretrizes para cada processo⁴ dentro do grupo de processos formado (ou alocado). Essas diretrizes são como cópias do executável, que definem o trabalho que cada processo deve realizar. No nosso programa, cada processo do grupo é encarregado de definir suas próprias frequências a partir dos dados iniciais que informam para cada um deles o intervalo e número total de frequências, número de frequências que cada processo deve calcular e todas as outras informações necessárias para o cálculo do campo elétrico. Uma vez que cada processo definiu suas frequências, elas são usadas como argumento para o cálculo do campo elétrico correspondente.

⁴O termo “processo” refere-se aos núcleos ou *cores* do processador. Não confundir com “nó de computação”.

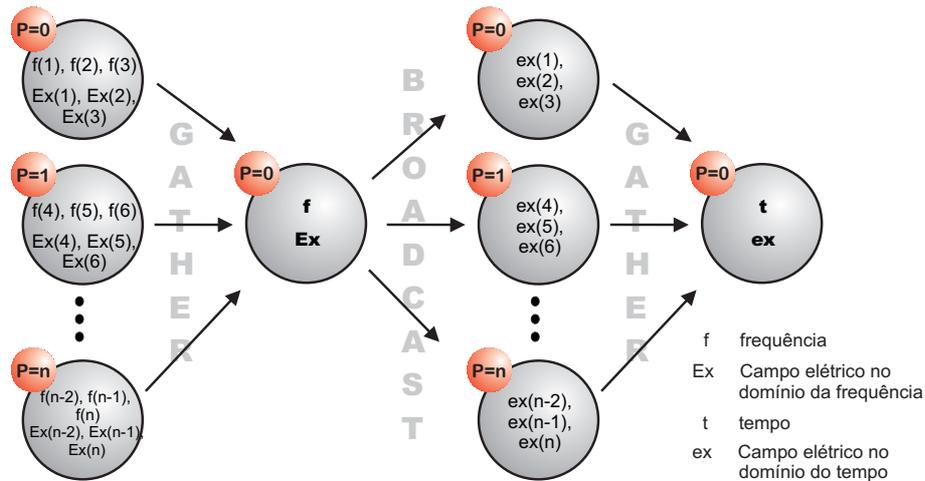


Figura 3.7: Diagrama de fluxo dos dados do nosso programa, processados paralelamente. Os caracteres em negrito correspondem à arrays. Os balões vermelhos contêm a identificação (Id) dos processos. Por padrão do MPI, o processo raiz sempre possui Id=0.

O termo *gather*, que aparece sombreado na figura 3.7, refere-se à uma rotina específica do MPI responsável por reagrupar de maneira ordenada no processo raiz (P=0) os dados computados separadamente. É no processo raiz que os valores do campo elétrico são arrumados na forma adequada para a realização da DFT.

Em seguida, os dados no domínio da frequência são reenviados a todos os processos do grupo através da rotina *broadcast*, onde ocorre a DFT. Cada processo é então designado a calcular as transformadas de fourier cujos resultados correspondem aos valores do campo elétrico no domínio do tempo em um intervalo específico de tempo.

Através da rotina *gather* esses dados são novamente enviados, agrupados e organizados no processo raiz.

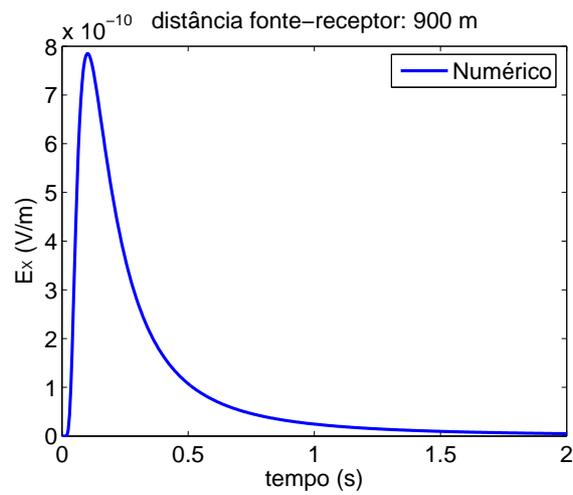
O paralelismo aplicado neste trabalho é de certa forma bastante simples e serviu como um passo introdutório no estudo da técnica de processamento paralelo utilizando o MPI. O procedimento mostrou-se bem aplicável, uma vez que as tarefas a serem realizadas eram completamente independentes uma das outras. No capítulo a seguir avaliaremos a performance de nosso programa quanto ao tempo de execução, mostrando os resultados obtidos ao variarmos a quantidade de processos alocados na tarefa.

4 RESULTADOS

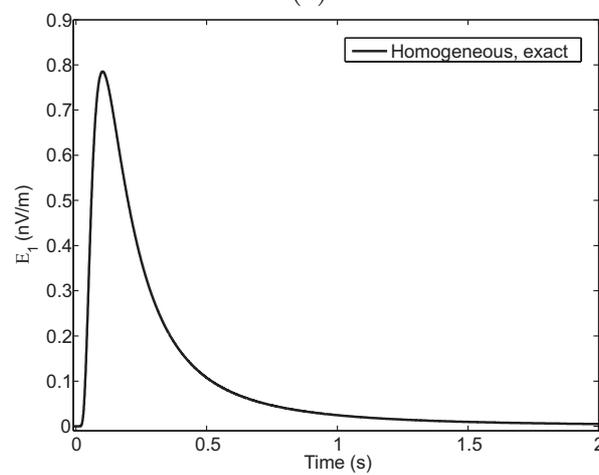
Mostraremos a seguir os resultados da modelagem do mCSEM no domínio do tempo e de desempenho obtidos com o uso da computação paralela.

O trabalho foi feito utilizando ambientes unidimensionais, considerando a variação da distância do receptor à fonte, variação da profundidade do mar e variação da resistividade e espessura da camada resistiva a qual representa o hidrocarboneto. Apesar da simplicidade dos modelos geológicos aqui apresentados, eles são de grande importância no estudo de características do comportamento dos campos eletromagnéticos, como a sua difusão ou sensibilidade quanto a mudanças no modelo. Para a validação do código do programa, comparamos o nosso resultado com os resultados numérico e analítico apresentados por Mulder *et al.* (2008). Os dados gerados a partir do modelo formado por um meio homogêneo de resistividade $1\Omega\text{m}$, excitado por um DHE emitindo um pulso eletromagnético instantâneo a 900m do receptor, como mostra a figura 4.1.

Para os demais resultados, utilizamos os modelos base para as configurações HC e noHC mostrados na figura 4.2, e um DHE emitindo um impulso eletromagnético como fonte transmissora. Estes modelos são constituídos de uma camada superior com resistividade e espessura infinitas representando a atmosfera. Abaixo temos a camada que representa a água do mar com $0.3\Omega\text{m}$ de resistividade e profundidade determinada em cada exemplo. E em seguida, na parte inferior, temos a camada que representa os sedimentos oceânicos, formado por um semiespaço infinito para o modelo noHC e contendo uma camada horizontal com determinada espessura no modelo HC. Os sedimentos possuem resistividade de $1\Omega\text{m}$ em todos os exemplos e a resistividade da camada de hidrocarbonetos geralmente possui $100\Omega\text{m}$, podendo variar por conta da finalidade do exemplo.



(a)



(b)

Figura 4.1: Validação do programa. Comparação do resultado obtido em nosso programa (a) para o meio homogêneo com o resultado apresentado para o mesmo modelo por Mulder *et al.* (2008) (b).

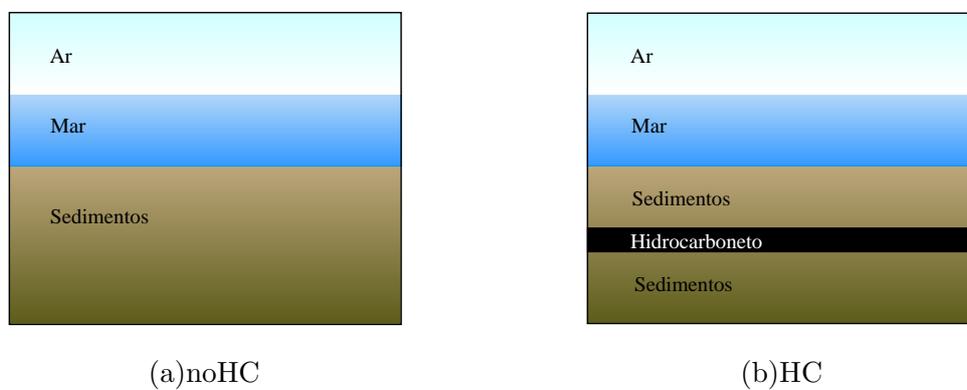


Figura 4.2: Modelos base para as configurações noHC e HC.

4.1 VARIANDO A DISTÂNCIA FONTE-RECEPTOR

A figura 4.3 mostra as amplitudes do campo E_x no domínio do tempo considerando as distâncias de (a)1000m, (b)5000m, e (c)10000m entre fonte e receptor para um mar de profundidade infinita e camada resistiva de $100\Omega\text{m}$ a uma profundidade de 1000m do fundo oceânico.

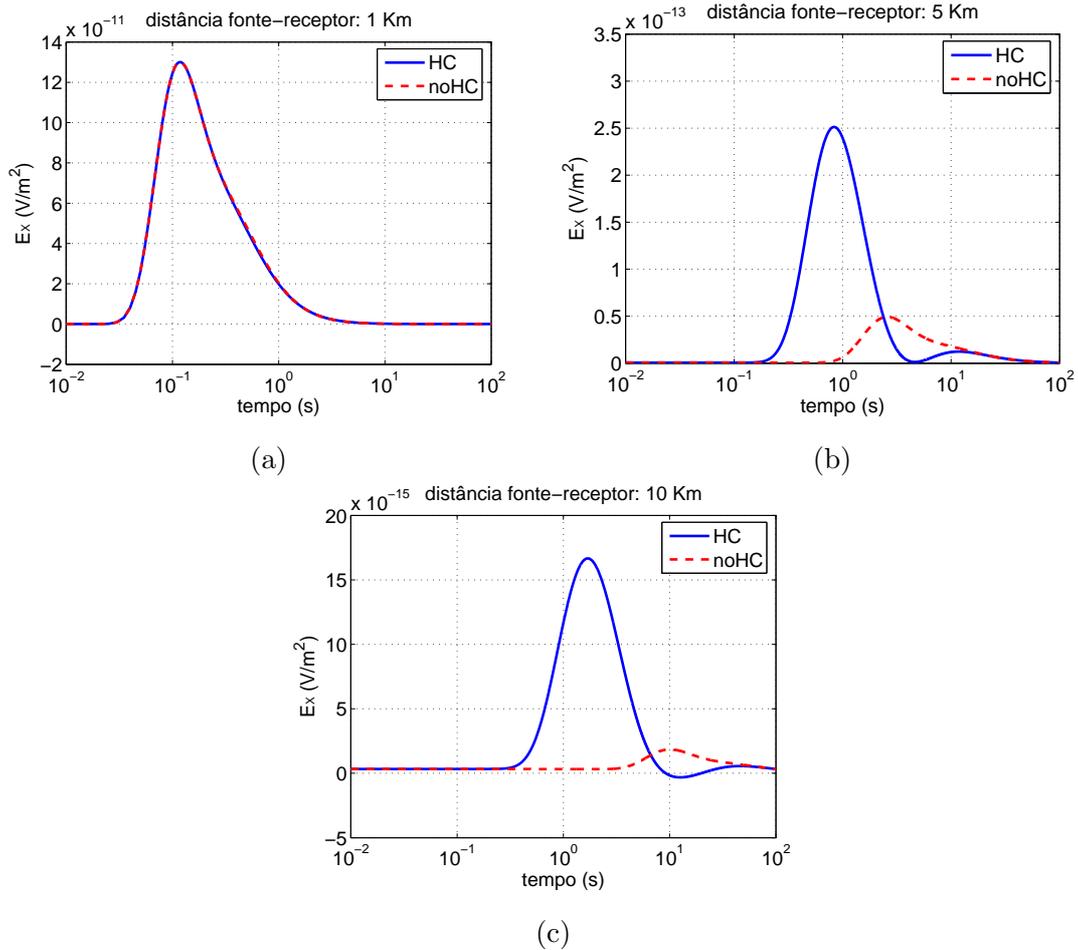


Figura 4.3: Amplitude do campo E_x para receptores distantes (a)1000m, (b)5000m e (c)10000m da fonte transmissora.

Observamos que nas distâncias mais próximas temos maior influência da fonte nos resultados. Na distância de 1000m, as respostas para modelos com e sem hidrocarbonetos são quase indistinguíveis. Já na distância de 10000m, que corresponde a um grande offset, apesar da diferença entre as curvas, a amplitude dos campos torna-se muito pequena quando comparado com a de 5000m por exemplo. Devido ao baixo valor de amplitude dos campos, essa região normalmente é dominada pela resposta da airwave em modelos onde a influência da atmosfera está presente. A

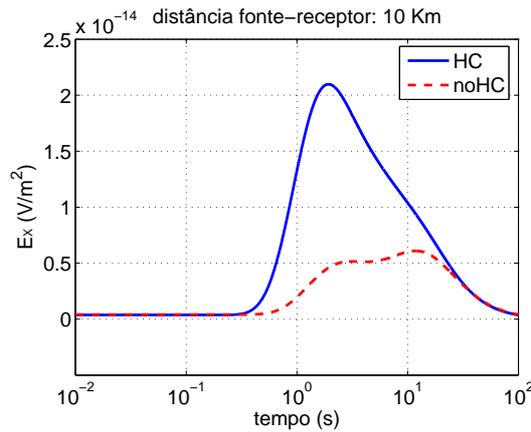


Figura 4.4: Amplitude do campo E_x para um receptor distante 10000m da fonte transmissora, em um mar com profundidade de 1000m.

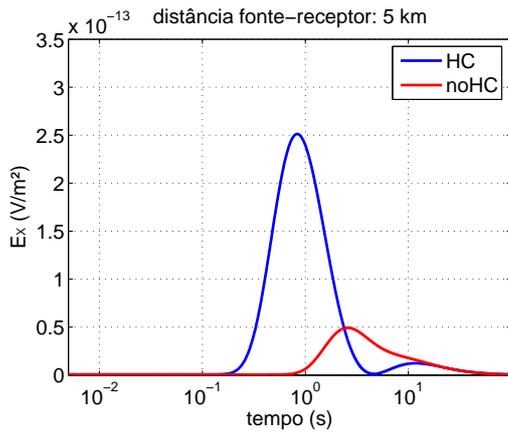
figura 4.4 mostra a amplitude do campo E_x para um modelo parecido com o descrito acima exceto pela profundidade do mar que foi considerada 1000m de forma que se torne presente a influência da atmosfera.

A distância de 5000m parece ser a mais indicada para a medição dos campos, onde pode-se notar já com clareza a diferença entre os valores medidos para os dois modelos. Com exceção da figura 4.3(a), podemos notar também a diferença entre o tempo de resposta para os modelos *HC* e *noHC*. No modelo com a camada resistiva, o sinal é captado em um tempo inferior, indicando que nesses meios o campo eletromagnético se difunde com maior velocidade, fazendo com que a resposta dos sedimentos apareça nos tempos iniciais da curva, e a resposta do mar fique nos tempos posteriores.

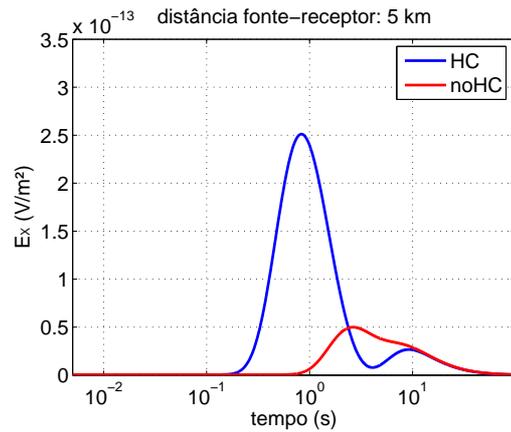
4.2 VARIANDO A PROFUNDIDADE DO MAR

A figura 4.5 apresenta os valores de amplitude do campo E_x para modelos com diferentes profundidades do mar. Obtivemos resultados para as profundidades de 500m, 1000m, 2000m e para um mar de profundidade infinita. A profundidade do mar determina o grau de influência dos campos que interagiram com a atmosfera nos dados observados, pois, quanto menor a profundidade, menor a atenuação desses campos.

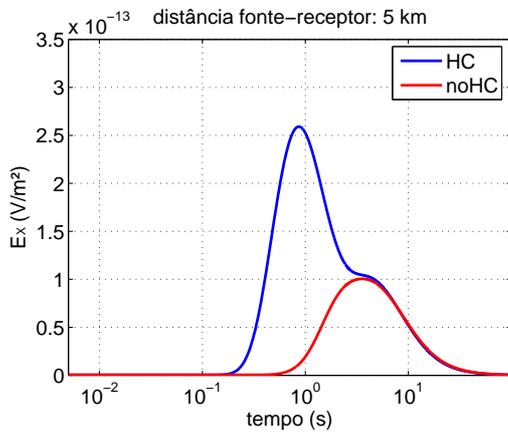
Observando a figura 4.5 notamos que, para um mar de até 2000m de profundidade, há certa influência da airwave, mesmo que pequena. Na profundidade oceânica



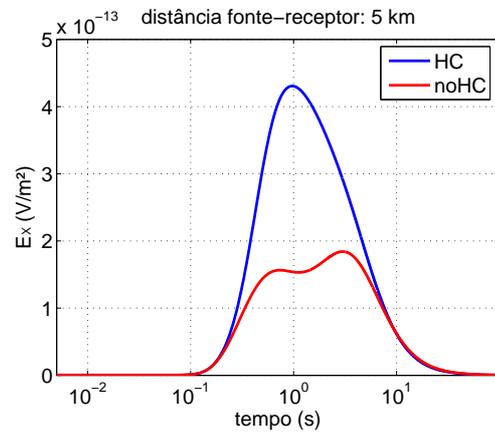
(a) Profundidade do mar = infinita



(b) Profundidade do mar = 2000m



(c) Profundidade do mar = 1000m



(d) Profundidade do mar = 500m

Figura 4.5: Amplitude do campo E_x para várias profundidades de mar: (a)infinito, (b)2000m, (c)1000m e (d)500m.

de 1000m, que normalmente é considerada como “águas profundas”, vemos uma forte alteração dos valores quando comparados com os do modelo de profundidade infinita.

Apesar de não ser possível uma simples separação da airwave nos resultados, a análise de cada uma das curvas acima nos fornece informação quanto a interação dela com o meio geológico. A figura 4.5(a) mostra o campo elétrico sem qualquer influência da airwave, uma vez que temos um mar com profundidade infinita, e isso faz com que a resposta da interação do campo com a atmosfera seja atenuada. Na curva *HC* desta figura vemos dois picos, o primeiro com amplitude de $2,5 \times 10^{-13}$ V/m² e o segundo com amplitude de $0,125 \times 10^{-13}$ V/m² aproximadamente. Devido

o sinal que atravessa os sedimentos ter se difundido em um meio mais resistivo que a água do mar, este chega primeiro, fazendo-nos concluir que o pico de maior amplitude é devido à resposta dos sedimentos. O pico menor seria então a resposta atrasada devido o campo que se propaga pelo mar.

Comparando os gráficos da figura 4.5(a) com os gráficos de 4.5(b), 4.5(c) e 4.5(d), qualquer diferença encontrada nas três últimas em relação à primeira será devido à airwave, pois variamos apenas a profundidade do mar de uma figura para outra.

Observando a figura 4.5(b) referente ao modelo com mar de 2000m de profundidade, notamos um leve aumento de amplitude tanto na curva *HC* como na curva *noHC* próximo do tempo de 5s, indicando a região de influência da airwave nesse gráfico.

Na figura 4.5(c) a profundidade do mar é considerada 1000m e notamos alterações marcantes não só na forma das curvas mas também em suas amplitudes em relação às figuras anteriores. Com a diminuição da profundidade do mar, o campo que interage com a atmosfera tem que percorrer uma distância menor na água, o que faz sua amplitude decair menos durante o seu percurso, afetando com mais intensidade a resposta do meio geológico. Neste modelo, a influência da airwave é percebida em um momento anterior que a do modelo com mar mais profundo, coincidindo com o tempo de resposta referente ao sedimento sem a camada resistiva. É importante notar que a resposta da airwave, além de ser capturada diretamente pelos receptores, também “energiza” os sedimentos oceânicos, sofrendo nesses maior ou menor decaimento, dependendo da resistividade dos sedimentos.

Análise semelhante pode ser feita na figura 4.5(d) correspondente ao modelo com 500m de profundidade de mar. Neste exemplo, notamos uma forte influência da airwave. Comparando a curva em vermelho referente ao modelo *noHC* desta figura com a curvas *noHC* dos outros exemplos, podemos inferir que o primeiro dos dois picos presentes na curva *noHC* da figura 4.5(d) é devido a resposta direta da airwave, e o segundo pico devido à resposta dos sedimentos somada à influência da airwave nos mesmos. Isso porque, a resposta do sedimento sem a camada resistiva mantém um tempo de chegada praticamente igual em todos os gráficos. Na curva em azul, ainda na figura 4.5(d), não é possível distinguir esses picos, isso porque

temos uma sobreposição da resposta da airwave e da resposta dos sedimentos.

4.3 VARIANDO A RESISTIVIDADE DA CAMADA DE HC

Neste exemplo, procuramos averiguar a influência da resistividade da camada de hidrocarbonetos nos dados observados nos domínios do tempo e frequência. A figura 4.6 mostra as amplitudes do campo E_x no domínio do tempo e no domínio da frequência calculadas para várias resistividades da camada de hidrocarbonetos. No domínio do tempo o offset é de 5km, com a camada resistiva enterrada a 1000m do fundo oceânico com 100m de espessura e profundidade do mar de 1000m. No domínio da frequência vale o mesmo modelo mas calculado em um offset variando de 500m a 20500m utilizando uma frequência de 0.25Hz.

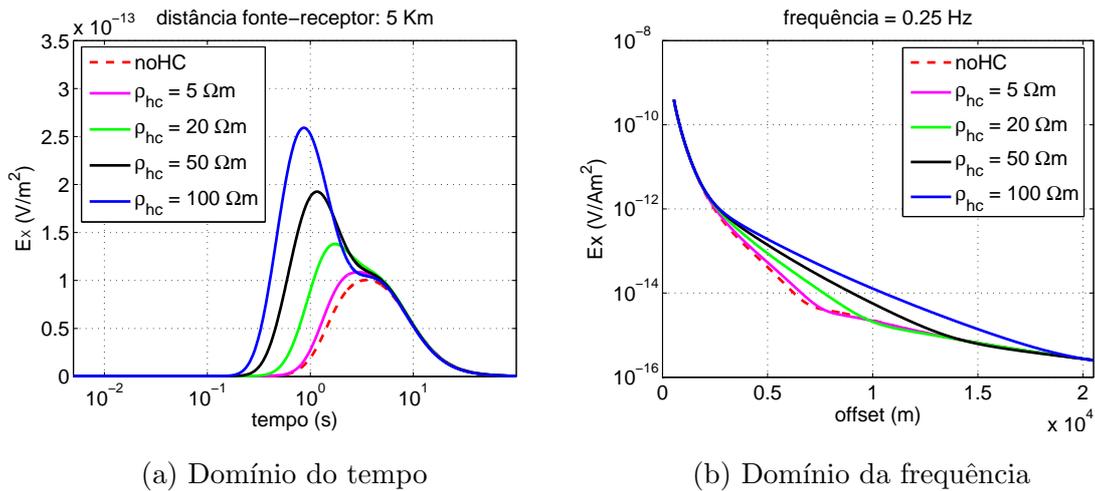


Figura 4.6: Amplitude da componente E_x no (a) domínio do tempo e no (b) domínio da frequência calculados para várias resistividades da camada de hidrocarbonetos.

No domínio do tempo, o aumento da resistividade do HC , além de aumentar a amplitude do sinal, faz com que este seja captado em tempos menores. Isso porque o campo devido à indução de correntes de condução se propaga mais rápido em meios mais resistivos.

No domínio da frequência, o aumento da resistividade do HC causa um aumento da amplitude do campo no intervalo compreendido entre as distâncias de 2500m e 20000m aproximadamente. Percebemos também que, com o aumento da resistividade, ocorre um deslocamento da segunda “dobra” presente nas curvas da figura 4.6(b) e que na curva *noHC* pode ser percebida próxima ao offset de 7500m. Essa

segunda dobra é causada devido à airwave, como podemos observar na figura 4.7 lembrando que na profundidade oceânica de 1000m a sua influência ainda é presente.

A figura 4.7 mostra as amplitudes do campo elétrico nos domínios do tempo e da frequência para um modelo semelhante ao anterior exceto pela profundidade do mar, considerada infinita neste exemplo.

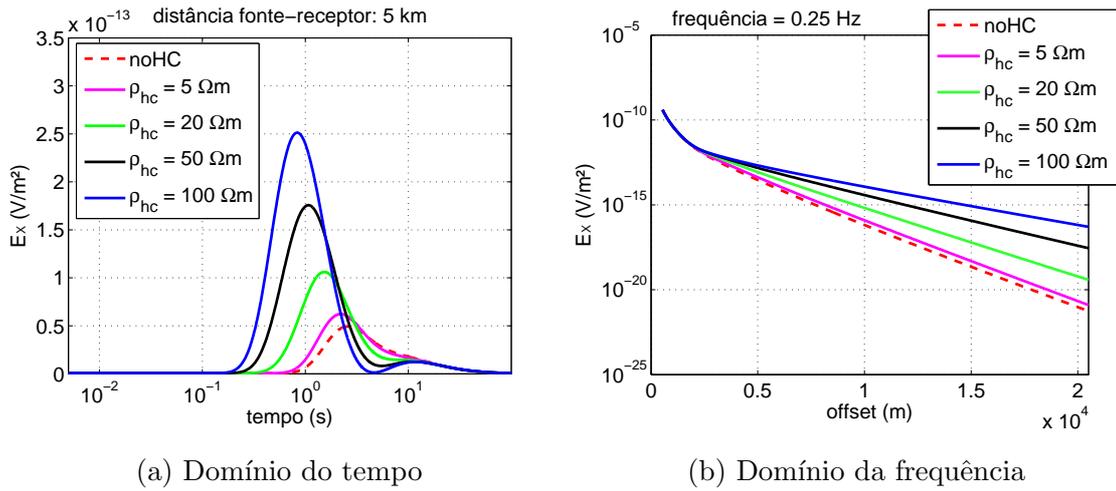


Figura 4.7: Amplitude da componente E_x no (a) domínio do tempo e no (b) domínio da frequência calculados para várias resistividades da camada de hidrocarbonetos, em um modelo com mar de profundidade infinita.

Na figura 4.7(b) notamos a falta da segunda “dobra” nas curvas, o que a relaciona com a airwave. Observando as figuras 4.6 e 4.7, vemos que a influência da airwave no dados no domínio da frequência se dá em praticamente todo o offset, enquanto que no domínio do tempo há um certo intervalo de tempo onde essa influência é percebida com mais intensidade.

4.4 MAPAS DE AMPLITUDE DO CAMPO ELÉTRICO

As figuras 4.8, 4.9 e 4.10 mostram os mapas de amplitude da componente E_x do campo elétrico *in-line* plotados para variações de tempo e offset nas profundidades oceânicas de 500m, 1000m e infinita.

Observamos que, para menores profundidades oceânicas, menor é a diferença entre os modelos *HC* e *noHC* em todo o offset. A influência da airwave é percebida não apenas em um intervalo de tempo específico, mas também junto com a resposta dos sedimentos, evidenciando a complexidade de sua separação do sinal

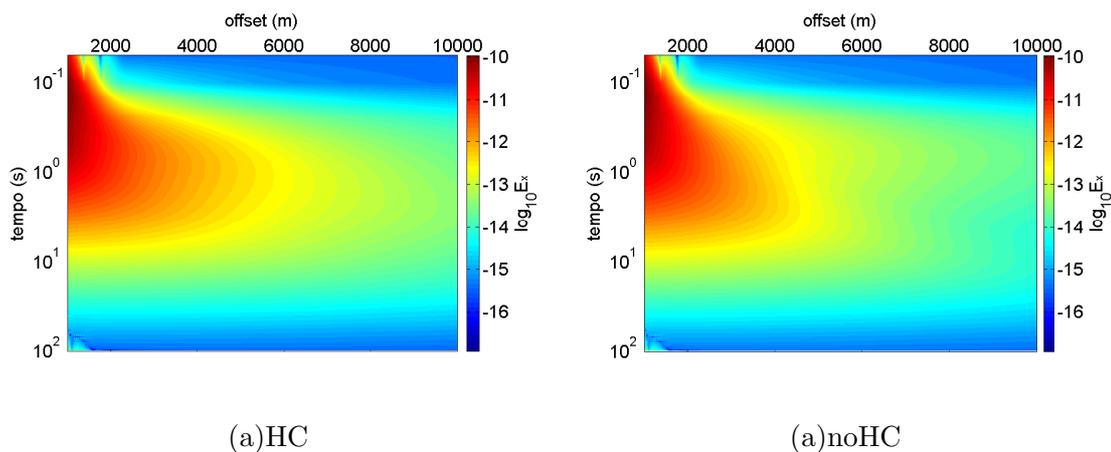


Figura 4.8: Mapas de amplitude do campo elétrico relacionando $tempo \times offset$ para uma profundidade oceânica de 500m.

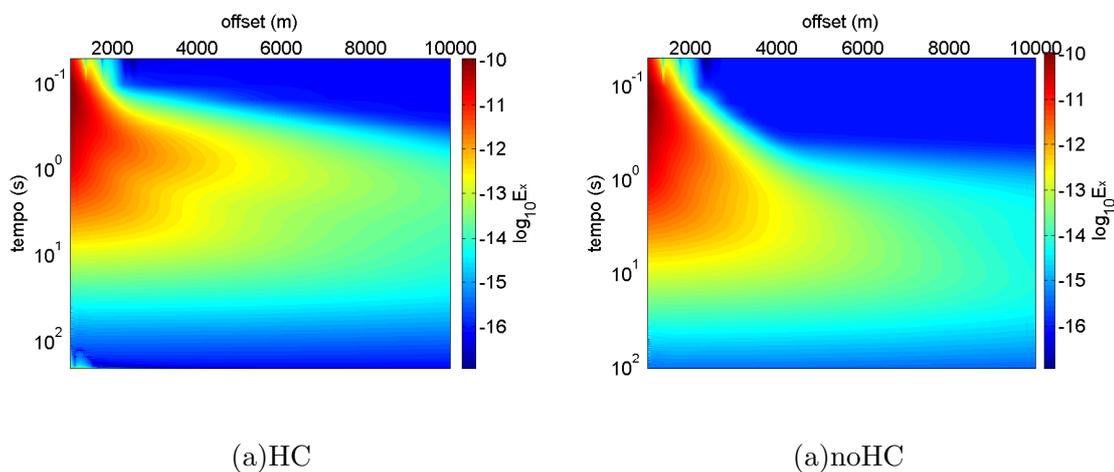


Figura 4.9: Mapas de amplitude do campo elétrico relacionando $tempo \times offset$ para uma profundidade oceânica de 1000m.

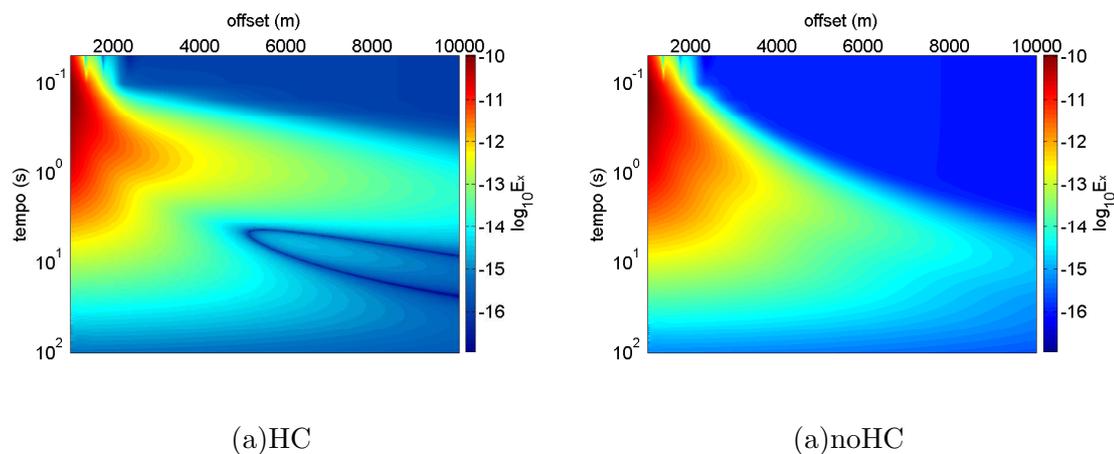


Figura 4.10: Mapas de amplitude do campo elétrico relacionando $tempo \times offset$ para uma profundidade oceânica infinita.

total captado. Notamos que, nas distâncias próximas do transmissor, a amplitude dos campos é semelhante para todas as profundidades do mar, sendo as distâncias maiores que 4000m então as mais adequadas para as medidas.

4.5 DESEMPENHO DO PROCESSAMENTO PARALELO

Para avaliarmos o desempenho do nosso programa executado paralelamente, realizamos o cálculo do campo elétrico no domínio do tempo para o modelo 1-D apresentado por Constable & Weiss (2006) ilustrado na figura 2.5(b), considerando um receptor a 5km da fonte transmissora.

Os valores no domínio da frequência foram calculados em um intervalo de frequência que vai de 10^{-6} Hz a 10Hz. Para tornar a tarefa mais “robusta” de forma a melhorar a avaliação do desempenho do programa em paralelo, utilizamos 10.000 frequências para o cálculo do campo elétrico.

Executamos o programa utilizando inicialmente 1 processo, aumentando paulatinamente esse número e registrando o tempo de execução para cada configuração de processos alocados. A tabela 4.1 mostra o resultado do exercício.

Nº de processos	tempo (s)
1	75.30
2	37.64
5	15.08
10	7.58
20	3.84
40	1.98
50	1.60
100	0.86
200	3.53
400	3.38
500	3.25

Tabela 4.1: Número de processos e tempo de execução.

A figura 4.11 mostra o gráfico dos dados da tabela 4.1.

Nota-se claramente que o processamento paralelo reduz o tempo de execução do programa mesmo este já sendo relativamente curto. Executamos o programa

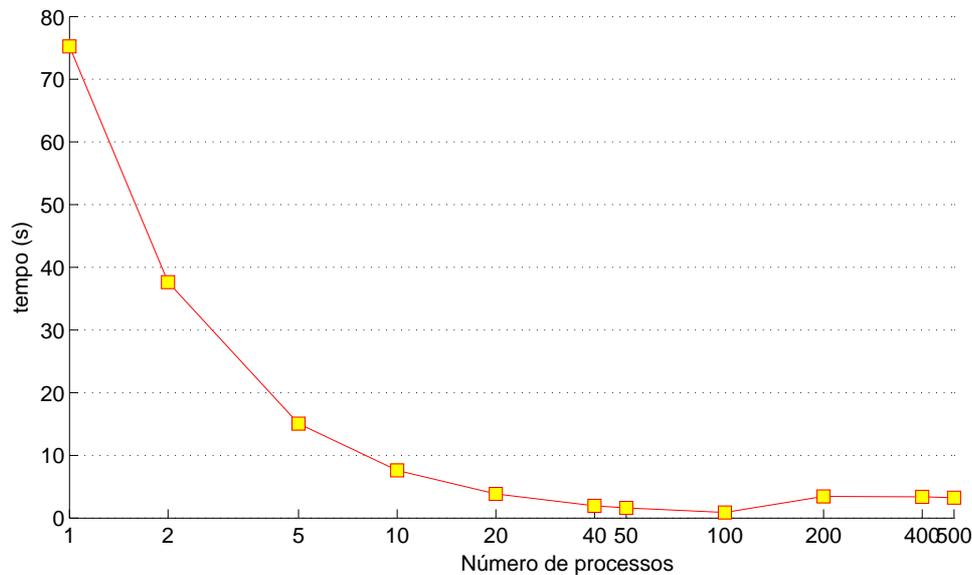


Figura 4.11: Gráfico de desempenho do processamento paralelo.

com até 500 processos simultâneos, o que reduziu o tempo de execução em até 47 vezes quando comparado com processamento serial. Observamos que há uma perda de desempenho conforme aumentamos o número de processos. Isso ocorre porque quanto maior o número de processos, maior o tempo gasto com troca de informações entre eles, o que indica que há um número ideal de processos que de fato otimiza o tempo de execução. Um aumento demasiado do número de processos alocados para a execução da tarefa pode torná-la mais lenta do que para menores quantidades de processos.

A quantidade de frequências utilizadas neste exercício não é estritamente necessária para a obtenção de resultados satisfatórios no domínio do tempo, no entanto, precisávamos tornar maior o tempo de execução do programa para que as medidas de tempo de processamento não fossem tão afetadas pelo tempo de envio de dados entre os processos.

5 CONCLUSÃO

Neste trabalho, fizemos a modelagem do mCSEM no domínio do tempo utilizando a transformada discreta de Fourier nos valores calculados no domínio da frequência. A metodologia, apesar de aparentemente simples, requer certo cuidado, pois todo o procedimento precisa estar de acordo com a forma como a transformada de valores discretos lida com esses dados e a escolha destes precisa satisfazer o teorema da amostragem.

Utilizamos modelos unidimensionais, considerando variações de parâmetros como a profundidade do mar, posicionamento do receptor e variação da resistividade da camada de hidrocarbonetos quando presente, afim de analisar o comportamento da componente E_x do campo elétrico.

O procedimento adotado neste trabalho para obtenção de resultados no domínio do tempo requer o cálculo do campo para uma grande quantidade de frequências, e isso demanda um maior tempo de computação. Pela simplicidade dos modelos aqui usados, o tempo de execução dos processos não foi tão grande quando comparado ao tempo de execução para modelos mais complexos, no entanto, tivemos a constante preocupação em criar uma metodologia computacional que seja aplicável mesmo nas situações mais complexas como nos cálculos dos campos em modelos bi e tridimensionais.

Para isso, fizemos uso do processamento paralelo, através do *cluster* Netuno e as rotinas do MPI, empregadas em nosso código-fonte. O processamento paralelo mostrou-se muito bem aplicável em nosso problema, uma vez que o procedimento de cálculo do campo para várias frequências pode facilmente ser dividido entre os vários nós de computação do Netuno.

Quanto aos resultados, eles parecem estar de acordo com a física do problema, o que indica que o programa está calibrado e sem erros. Através deles pudemos

analisar algumas características do comportamento do campo elétrico no domínio do tempo, como a sua difusão no regime de baixas frequências e a influência do fenômeno da airwave na resposta dos sedimentos, mostrando que a abordagem no domínio do tempo pode fornecer informações relevantes sobre a estrutura geológica abaixo do mar.

Observamos que, mesmo em profundidades oceânicas maiores que 1000m, existe a influência dos campos que interagem com a atmosfera, também chamada de airwave. Essa influência é mais perceptível quanto maior o offset, devido à baixa amplitude da resposta dos sedimentos, que por se propagar em meios mais resistivos, é atenuada mais depressa.

O estudo do comportamento dos campos em ambientes 1-D é muito importante, pois trata-se do primeiro passo em direção ao entendimento dos modelos mais complexos que representem com maior fidelidade os ambientes geológicos reais. Nossa proposta de trabalhos futuros compreende a extensão dos estudos para os modelos bi e tridimensionais, valendo-se das transformadas de Fourier e de estratégias para sua melhor performance, como o uso de filtros digitais no cálculo de suas integrais, e também a modelagem numérica partindo das equações de campo no domínio do tempo.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- ANDRÉIS, D. & MACGREGOR, L. 2007. Time domain versus frequency domain csem in shallow water. *SEG/San Antonio 2007 Annual Meeting. Expanded Abstract* p. 643.
- ANDRÉIS, D. & MACGREGOR, L. 2008. Controlled-source electromagnetic sounding in shallow water: Principles and applications. *Geophysics* 73, F21–F32.
- BRIGHAM, E. O. 1988. *The Fast Fourier Transform and its Applications*. Prentice Hall.
- CHAVE, A. D. & COX, C. S. 1983. Em induction by ocean currents and the conductivity of the oceanic lithosphere. *J. Geomagn. Geoelectr.* 35, 491–499.
- CONSTABLE, S. & SRNKA, L. J. 2007. An introduction to marine controlled-source electromagnetic methods for hydrocarbon exploration. *Geophysics* 72, WA3–WA12.
- CONSTABLE, S. & WEISS, C. J. 2006. Mapping thin resistors and hydrocarbons with marine em methods: Insights from 1d modeling. *Geophysics* 71, G43–G51.
- COX, C. S. 1981. On the electrical conductivity of the oceanic lithosphere. *Physics of the Earth and Planetary Interiors* 25, 196–201.
- EDWARDS, R. N. 2005. Marine controlled source electromagnetics: Principles, methodologies, future commercial applications: Surveys in geophysics. *Surveys in Geophysics* 26, 675–700.
- EIDESMO, T., ELLINGSRUND, S., MACGREGOR, L. M., CONSTABLE, S., SINHA, M. C., JOHANSEN, S., KONG, F. N., & WESTERDAHL, H. 2002. Sea bed logging (sbl), a new method for remote and direct identification of hydrocarbon filled layers in deepwater areas. *First Break* 20, 144–152.

- HÖRDT, A. P., ANDRIEUX, F. M., NEUBAUER, H., & VOZOFF, K. 2000. A first attempt at monitoring underground gas storage by means of timelapse multichannel transient electromagnetics. *Geophysical Prospecting* 48, 489–509.
- KING, R. W., OWENS, M., & WU, T. 1992. Lateral electromagnetic waves. theory and applications to communications, geophysical exploration, and remote sensing. Springer-Verlag New York, Inc.
- MACGREGOR, L. M., SINHA, M., & CONSTABLE, S. 2001. Electrical resistivity structure of the Valu Fa ridge, Lau basin, from marine controlled-source electromagnetic sounding. *Geophysical J. Int.* 146, 217–236.
- MACGREGOR, L. M. & SINHA, M. C. 2000. Use of marine controlled-source electromagnetic sounding for sub-basalt exploration. *Geophysical Prospecting* 48, 1091–1106.
- MEJU, M. A. 1998. A simple method of transient electromagnetic data analysis. *Geophysics* 63, 405–410.
- MULDER, W. A., WIRIANTO, M., & SLOB, E. C. 2008. Time-domain modeling of electromagnetic diffusion with a frequency-domain code. *Geophysics* 73, F1–F8.
- PRESS, W. H., TEUKOLSKY, S. A., & FLANNERY, B. P. 2007. Numerical recipes. the art of scientific computing. *Cambridge University Press* pp. 607,1024.
- RIJO, L. 2004. Electrical geophysics: 1-d earth modeling. Disponível em: <http://www.rijo.pro.br> . Acesso em 10 fev. 2009.
- SHANNON, C. E. 1949. Communication in the presence of noise. *Proc. Institute of Radio Engineers* 37, 10–21.
- SMITH, S. W. 1997. The scientist and engineer's guide to digital signal processing. Disponível em: <http://www.dspguide.com/> . Acesso em 16 mar. 2009.
- SOUZA, V. C. T. 2007. Modelagem numérica de dados mCSEM 3-D usando computação paralela. Tese de Doutorado, Universidade Federal do Pará.

- STRACK, K., ALLEGAR, N., & ELLINGSRUD, S. 2008. Marine time domain csem: an emerging technology. *SEG Las Vegas 2008 Annual Meeting.Expanded Abstract* p. 653.
- UM, E. S. & ALUMBAUGH, D. L. 2007. On the physics of the marine controlled-source electromagnetic method. *Geophysics* 72, WA13–WA26.
- WARD, S. H. & HOHMANN, G. W. 1988. Electromagnetic theory for geophysical applications, *in* M. Nabighian, ed., *Electromagnetic methods in applied geophysics*, volume 1. Society of Exploration Geophysics.
- WEYTEMAYER, L. K., CONSTABLE, S., & KEY, K. 2006. Marine em techniques for gas-hydrate detection and hazard mitigation. *The Leading Edge* 25, 629–632.
- YOUNG, P. D. & COX, C. S. 1981. Electromagnetic active source sounding near the east pacific rise. *Geophysical Research Letters* 8, 1043–1046.
- ZIOLKOWSKI, A. & WRIGHT, D. 2007. Removal of the air wave in shallow marine transient em data. *SEG/San Antonio 2007 Annual Meeting.Expanded Abstract* p. 534.