

DAVID DA COSTA DE PINHO

**MODELAGEM MATEMÁTICA E NUMÉRICA
DO EFEITO MAGNETO-ELÁSTICO**

MACAÉ
2020

DAVID DA COSTA DE PINHO

MODELAGEM MATEMÁTICA E NUMÉRICA DO EFEITO MAGNETO-ELÁSTICO

Tese apresentada ao Centro de Ciência e Tecnologia da Universidade Estadual do Norte Fluminense, como parte das exigências para conclusão do curso de Doutorado.

Orientador: Viatcheslav Ivanovich Priimenko, Ph.D

MACAÉ
2020

MODELAGEM MATEMÁTICA E NUMÉRICA DO EFEITO MAGNETO-ELÁSTICO

DAVID DA COSTA DE PINHO

Tese apresentada ao Centro de Ciência e Tecnologia da Universidade Estadual do Norte Fluminense, como parte das exigências para conclusão do curso de Doutorado.

Trabalho aprovado em 7 de Agosto de 2020.

Comissão Examinadora:

Prof. Marcia Miranda Azeredo, Ds.c -
UENF

Prof. André Duarte Bueno, Ds.c - UENF

Prof. Fernando Diogo de Siqueira, Ds.c -
UENF

Prof. Viatcheslav Ivanovich Priimenko,
Ph.D- UENF

MACAÉ
2020

MODELAGEM MATEMÁTICA E NUMÉRICA DO EFEITO MAGNETO-ELÁSTICO

Resumo

O objetivo principal desta obra é apresentar os fundamentos das teorias físicas e matemática relacionados ao efeito magneto-elástico, bem como um recondicionamento do modelo usado para descrever tal efeito. Inicialmente, apresentamos uma revisão dos principais fenômenos pesquisados atualmente, envolvendo propagação de ondas elásticas e eletromagnéticas. A mecânica do contínuo e o eletromagnetismo são as duas teorias físicas que descrevem a magneto-elasticidade, e introduzimos os principais conceitos dessas áreas necessários aos propósitos desta monografia. Estudamos como ocorre o acoplamento entre ondas elásticas e eletromagnéticas bem como sua propagação na subsuperfície terrestre, através de camadas estratigráficas. Finalizamos com uma reescrita do modelo desse acoplamento de forma que possamos desenvolvê-lo analiticamente e produzir uma solução numérica em trabalhos posteriores.

Esta monografia tem por finalidade essencial o desenvolvimento analítico do método matricial de Ursin aplicado ao efeito magneto-elástico. Primeiramente, apresentamos uma revisão sobre a utilização do método matricial em problemas de prospecção de petróleo, onde várias dessas publicações foram produzidas no LNEP. Incluímos uma summarização das ferramentas da física-matemática necessárias ao entendimento desta obra. Transformamos as EDP's do efeito magneto-elástico em EDO's e mostramos como o método matricial é utilizado na solução de sistemas de EDO's que modelam a propagação de ondas na subsuperfície terrestre. Por fim, aplicamos o método matricial nas EDO's da magneto-elasticidade de forma que possamos produzir um algoritmo computacional para obter as soluções numericamente.

Palavras-chave: Magneto-Elasticidade, Mecânica do Contínuo, Equações de Maxwell, Magneto-Elasticidade, Método Matricial de Ursin, Prospecção de Petróleo.

FOUNDATIONS OF MAGNETO-ELASTICITY

Abstract

The main purpose of this paper is present the foundations of physical and mathematical theories about magneto-elastic effect, and a reconditioning model to describe such effect. Firstly, we present a review of some phenomena found in current surveys, involving the propagations of elastic and electromagnetics waves. Continuous mechanics and electromagnetism describe magneto-elasticity, and we introduce a lots of required concepts from these areas to achieve the monography's goals. We also study how occurs the coupled propagation of elastic and electromagnetics waves in Earth's subsurface, through stratigraphics layers. We finished rewriting the coupling's model in such manner that allow us to develope it analitically and to build a numerical solver in further works.

This paper aims analitical development of Ursin's matricial method applied to magneto-elastic effect. First, we present a review about matricial method applied to different kind of oil prospecting issues, found in surveys produced in LENEPE. Summaries of physical and mathematical tools required to understand this text were included. We transform magneto-elastic effect's PDE to ODE ones and we show how the matricial method can be usefull to solve ODE systems that describe propagations of waves in Earth's subsurface. Best for the last, we applied matricial method to magneto-elasticity's ODE in such way that we can build an algorithm to return numerical solutions.

Keywords: Magneto-Elasticity, Continuous Mechanics, Maxwell's Equations, Magneto-Elasticity, Ursin's Matricial Method, Oil Prospecting.

Listas de ilustrações

Figura 1 – Decaimento do campo magnético residual em função do raio. O gráfico contínuo representa a decaimento medido após a explosão MASSA e o gráfico tracejado é o resultado obtido através de simulações numéricas.	13
Figura 2 – Perturbação da componente vertical do campo geomagnético causada por uma onda sísmica longitudinal.	15
Figura 3 – Alteração da intensidade do campo geomagnético local antes e após dois terremotos.	16
Figura 4 – Traço sísmico obtido a partir de forças eletromagnéticas como fonte.	17
Figura 5 – Componente vertical da velocidade da matriz porosa. Frequência dominante da fonte igual a 15 Hz e distância fonte-receptor igual a: (a) 500 m e (b) 1000 m.	19
Figura 6 – Velocidades de fase em função da frequência.	19
Figura 7 – Atenuação em função da frequência.	20
Figura 8 – Velocidade de deslocamento da matriz para baixas frequências.	21
Figura 9 – Representação de uma função fortemente concentrada.	26
Figura 10 – Exemplificação da interação entre cargas elétricas devido à geração, em função de q_1 (positiva), de um campo elétrico. A força elétrica \mathbf{F} atuando numa carga qualquer q tem mesma direção do campo elétrico \mathbf{E} , com mesmo sentido ou sentido oposto conforme a carga q é positiva ou negativa, respectivamente.	30
Figura 11 – Fluxo elétrico, linhas de campo elétrico passando através de uma superfície.	31
Figura 12 – Esfera Gaussiana enclausurando uma carga positiva q . Nessas condições, o ângulo entre o vetor campo elétrico e o vetor normal à superfície infinitesimal $d\mathbf{A}$ é zero.	33
Figura 13 – Barras magnéticas onde polos de mesmo sinal se repelem e polos de sinais contrários se atraem.	33
Figura 14 – Força magnética agindo numa carga elétrica que se desloca num campo magnético.	34
Figura 15 – As linhas do campo magnético que emanam do polo norte do ímã em direção ao polo sul retornam para dentro da superfície Gaussiana descrevendo um laço fechado.	35
Figura 16 – Campo magnético no ponto \mathbf{x} devido a passagem de uma corrente elétrica I pelo fio. Observe que a magnitude do campo depende também do ângulo θ entre \mathbf{l} e \mathbf{n} .	35

Figura 17 – Laço amperiano seguindo a regra da mão direita: posicionando o polegar no sentido da corrente, o campo magnético tem o mesmo sentido dos demais dedos curvando em torno do fio.	36
Figura 18 – Laço amperiano passando por duas linhas de campo magnético. O ponto no centro significa que o sentido da corrente elétrica está “saindo do plano do papel”	37
Figura 19 – Quando há corrente no circuito, cargas positivas se acumulam numa placa do capacitor assim como cargas negativas se acumulam na outra placa. Tal acúmulo gera um fluxo elétrico variável entre as placas.	38
Figura 20 – Experimento de indução eletromagnética promovido por Michael Faraday.	40
Figura 21 – Cargas elétricas fluindo no intervalo Δx de um condutor com área de seção transversal A	41
Figura 22 – As cargas em vermelho são negativas e em azul as positivas.	43
Figura 23 – Momento de dipolo elétrico numa pequena amostra do cilindro.	44
Figura 24 – A magnetização não uniforme produz densidade de corrente de magnetização.	46
Figura 25 – As densidades de carga e corrente superficiais presentes na interface de contato entre as camadas geram descontinuidades na propagação do campo de densidade de fluxo elétrico e campo magnético auxiliar, respectivamente.	50
Figura 26 – Mudança na posição relativa entre os pontos que compõem um meio elástico contínuo.	53
Figura 27 – Exemplo em duas dimensões de como algumas componentes do tensor de deformação promove a variação no formato do meio.	57
Figura 28 – Tetraedro de Cauchy, com forças superficiais agindo em cada uma das faces ortogonais e na face oblíqua.	60
Figura 29 – Cilindro de dimensões infinitesimais dividido pela interface separadora dos meios 1 e 2.	65
Figura 30 – Ondas ascendentes e descendentes na última interface. Observe que não há ondas ascendentes depois da última camada.	83
Figura 31 – Visualização de N interfaces em subsuperfície e a notação das ondas nas proximidades de cada interface.	85

Sumário

Lista de ilustrações	5
Sumário	7
1 INTRODUÇÃO E OBJETIVOS	10
2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	12
2.1 Efeito Sismo-Magnético	12
2.2 Efeitos de Indução devidos a Ondas Sísmicas	13
2.3 Efeito Sismo-Magnético e Terremotos	14
2.4 Prospecção Eletro-sísmica	16
2.5 Método Matricial em Meios Poroelásticos	18
2.5.1 Sistema de Biot para Baixas Frequências	18
2.5.2 Propagação para Altas Frequências e Sistema de Biot-JKD	18
2.5.3 Sistema de Biot e de Biot-JKD para Espaço 1D	20
2.6 Modelagem Matemática e Numérica do Efeito Sismo-Magnético	21
3 ELEMENTOS DA FÍSICA-MATEMÁTICA	23
3.1 EDP de uma Onda	23
3.2 Transformadas Laterais de Fourier	24
3.3 Rotações	24
3.4 A função δ de Dirac	25
3.5 Função de Bessel de Primeira Espécie	27
3.6 Transformadas de Hankel	27
4 FUNDAMENTOS DE ELETROMAGNETISMO	29
4.1 Introdução	29
4.2 Fatos experimentais	29
4.2.1 Lei de Gauss para os fluxos elétrico e magnético	29
4.2.2 A Lei de Ampère	35
4.2.3 A Lei de Faraday	38
4.3 Equações de Maxwell	40
4.4 Generalizações da teoria	43
4.4.1 Ação do campo elétrico na matéria	43
4.4.2 Ação de campo magnético na matéria	45
4.4.3 Forma diferencial das Equações de Maxwell	48
4.4.4 Condições de Contorno entre Meios de Diferentes Composições	49

5	FUNDAMENTOS DE ELASTICIDADE	52
5.1	Introdução	52
5.2	Fatos experimentais	52
5.2.1	Deformação	52
5.2.2	Dedução do Tensor de Deformações	53
5.2.3	Interpretação Geométrica do Tensor de Deformação	55
5.2.3.1	Alteração Relativa de Comprimento	55
5.2.3.2	Alteração Relativa de Volume	56
5.2.3.3	Alteração Relativa na Forma	57
5.2.4	Conservação da Massa, Tensão e o Equilíbrio do Momento Linear	58
5.2.5	O Tensor de Tensões	60
5.2.6	Equação do Movimento de um Corpo Elástico e Contínuo	62
5.3	Equações de Lamé	63
5.3.1	Relações Constitutivas	63
5.3.2	Os Parâmetros de Lamé	64
5.3.3	Condições de Contorno	65
6	ACOPLAMENTO MAGNETO-ELÁSTICO	67
6.1	Introdução	67
6.2	Equações Constitutivas do Meio	67
6.3	Interface entre Camadas de Materiais Diferentes	69
6.3.1	Equações Eletromagnéticas	69
6.3.2	Equações Elásticas	71
6.4	Modelo de Dunkin e Erigen	73
6.4.1	Equações de Campo	73
6.4.2	Equações Constitutivas	73
6.4.3	Condições de Fronteira	74
7	RECONDICIONAMENTO DO MODELO DE DUNKIN E ERIGEN	75
8	MÉTODO MATRICIAL PARA SOLUÇÃO DE EDO'S	78
8.1	Características das Equações na Forma Matricial de Ursin	78
8.2	Diagonalização	79
8.3	Solução de EDO's na Ausência de Fonte	81
8.3.1	Ondas Ascendentes e Ondas Descendentes	81
8.3.2	Matriz de Salto para Camadas Estratificadas	82
8.3.3	Matriz de Reflexão e Matriz de Transmissão	83
8.3.3.1	Reflexão e Transmissão na Última Interface	83
8.3.3.2	Reflexão e Transmissão numa Interface Qualquer	84
8.4	Solução na Presença de Fonte	86

9	SISTEMA DE EDO'S DO EFEITO MAGNETO-ELÁSTICO	89
9.1	Transformando EDP's em EDO's	89
10	CONDIÇÕES DE CONTORNO DO EFEITO MAGNETO-ELÁSTICO E O ESPAÇO ORIGINAL	95
10.1	Condições de Contorno	95
10.2	Solução no Espaço Original	98
10.2.1	Rotação Inversa	99
10.2.2	Transformada de Hankel e Transformada Lateral de Fourier	99
11	APLICANDO A DIAGONALIZAÇÃO DE URSIN	101
11.1	Aplicando a Diagonalização de Ursin na Equação 9.6	101
11.2	Aplicando a Diagonalização de Ursin na Equação 9.7	102
11.3	Aplicando a Diagonalização de Ursin na Equação 9.8	103
11.4	Aplicando a Diagonalização de Ursin na Equação 9.9	105
12	EQUAÇÕES 1D PARA MAGNETO-ELASTICIDADE	106
13	CONCLUSÕES E TRABALHOS FUTUROS	110
	REFERÊNCIAS	112

1 Introdução e Objetivos

Esta monografia tem como finalidade principal o detalhamento da teoria que envolve o acoplamento de ondas eletromagnéticas e ondas elásticas que se propagam em meios estratificados, e homogêneo por camada, no subsolo terrestre. O desenvolvimento dessa teoria segue o modelo apresentado por [Dunkin and Eringen(1963)] que trata da propagação de ondas elásticas num campo eletromagnético (geomagnético), onde essa propagação gera pequenas alterações geomagnéticas que se propagam, não com a velocidade da luz, mas “acompanhando” a onda elástica mantendo a velocidade desta última.

A teoria é essencialmente uma combinação de elasticidade infinitesimal e teoria eletromagnética linearizada, e para tornar o texto o mais auto-suficiente possível, serão apresentados nos capítulos 4 e 5 os principais conceitos e definições acerca das teorias básicas sobre eletromagnetismo e elasticidade importantes para o efeito magneto-elástico.

Esta monografia faz parte de um conjunto de pesquisas que objetivam desenvolver um novo modelo matemático-computacional para descrever os fenômenos que envolvem a propagação simultânea de ondas eletromagnéticas e elásticas em subsuperfície, de modo que tal levantamento possa ser usado para aprimorar as técnicas de exploração de petróleo ou outro bem mineral.

Como podemos constatar em [Dunkin and Eringen(1963)], existe uma similaridade matemática entre a propagação de ondas eletromagnéticas e elásticas em camadas que compõem a subsuperfície terrestre, que faz com que todas essas ondas tridimensionais possam ser representadas por equações que possuem as mesmas propriedades. Verificamos também que é possível realizar o acoplamento dessas ondas, dentro de uma teoria conhecida como *magneto-elasticidade*. Assim, segundo [Ursin(1983)], podemos aplicar uma mesma abordagem para tratamento tanto de ondas acústicas como de ondas eletromagnéticas, e esse trabalho visa fazer o levantamento teórico de tal aplicação.

Vamos estabelecer alguns fundamentos e tratar matematicamente o efeito magnetoelástico descrito em [Pinho(2018)]. Para isso, precisamos como pré-requisito, do entendimento de várias ferramentas da física-matemática como a EDP de uma onda, mudança de sistemas de coordenadas, transformadas de Fourier, transformadas de Fourier-Bessel também conhecidas como transformadas de Hankel, função Delta de Dirac e um método matricial para solução de EDO’s.

A abordagem consiste basicamente em usar as transformadas de Fourier no sistema de equações diferenciais parciais que descrevem o acoplamento magneto-elástico, escrevendo-o em função da frequência temporal e em função da magnitude do vetor de ondas. Através de transformação das coordenadas laterais, o sistema é deixado em função da profundidade e o sistema inicial de EDP’s é transformado em quatro sistemas de equações diferenciais or-

dinárias onde cada variável pode ser calculada separadamente. Com mudança no sistema de coordenadas e algum algebrismo, podemos simplificar as equações e em seguida aplicamos o procedimento denominado *método matricial*, o qual nos permite obter a solução das EDO's em cada camada de subsuperfície. Retornamos as soluções para o sistema de coordenadas iniciais, aplicamos a transformada de Hankel com auxílio das funções de Bessel e por último a transformada inversa de Fourier para obter as soluções no espaço real novamente.

2 Revisão Bibliográfica

Em modelagem matemática e computacional podemos realizar simulações numéricas e obter resultados teóricos os quais, muitas vezes, podem ser confrontados com os experimentos reais para auxiliar o estabelecimento da teoria que está sendo desenvolvida. Desta forma, podemos verificar em [Pilipenko(1997)] a observação de uma série de respostas electromagnéticas e elásticas em meios geofísicos devidas a explosões e terremotos:

1. anomalias locais no campo magnético da Terra após explosão;
2. efeitos de indução devidos a ondas sísmicas (emitida por explosão ou terremoto), onde os distúrbios geomagnéticos podem se propagar com a onda sísmica por longas distâncias;
3. sondagem das características mecano-elétricas da crosta utilizando ondas sísmicas (explosões ou terremotos distantes);
4. estudo de distúrbios magnéticos de frequência muito baixa (ULF - Ultra Low Frequency) em regiões sismicamente ativas.

Podemos verificar também a dedução de fórmulas empíricas que simulam numericamente as respostas observadas nesses experimentos. Os itens (1) e (2) são de maior importância para esta monografia e estão detalhados a seguir.

2.1 Efeito Sismo-Magnético

De acordo com [Stacey(1964)], o campo magnético residual observado próximo a uma explosão no solo pode ser atribuído ao efeito sísmico-magnético, o qual consiste na magnetização ou desmagnetização de rochas compostas por elementos ferromagnéticos. O meio é magnetizado quando oscila durante a passagem de uma onda sísmica gerada por uma explosão.

Para zona elástica, fora da zona de destruição do meio perto da explosão, existe uma relação empírica entre o incremento da magnetização $\Delta \mathbf{J}$ e a amplitude radial da tensão τ_r ,

$$\Delta \mathbf{J} = \frac{\mathbf{J} \tau_r}{A}, \quad (2.1)$$

onde \mathbf{J} é a magnetização inicial do meio e A é um parâmetro empírico. O valor da tensão τ_r diminui com a distância r a partir do ponto de explosão de acordo com a relação

$$\tau_r = \tau_* \frac{a_0}{r}, \quad (2.2)$$

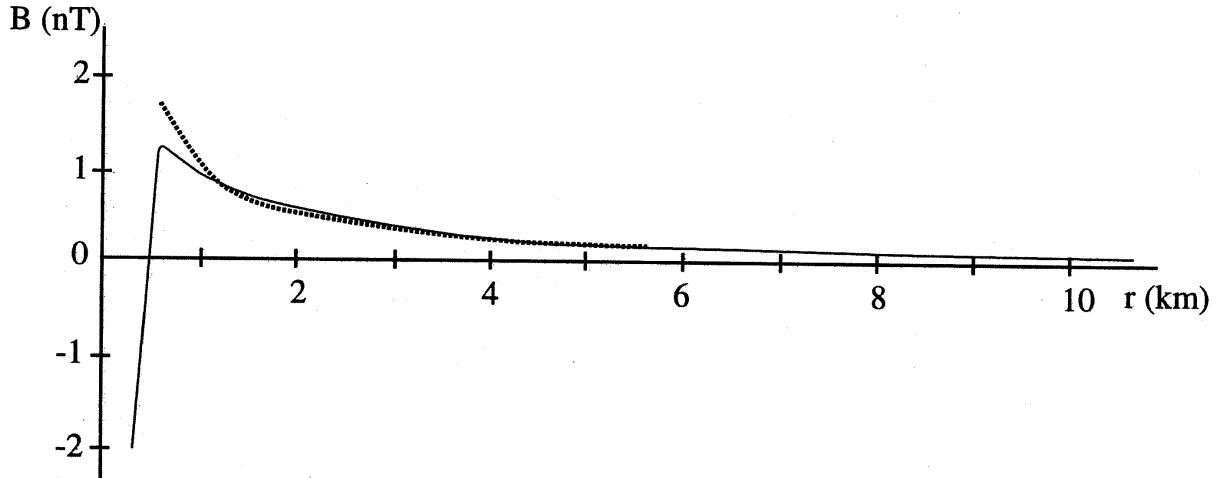


Figura 1 – Decaimento do campo magnético residual em função do raio. O gráfico contínuo representa a decaimento medido após a explosão MASSA e o gráfico tracejado é o resultado obtido através de simulações numéricas.

onde a_0 é o raio da zona não elástica e τ_* é o limite de ruptura da rocha. Segundo [Surkov(1989a)], podemos encontrar a solução para a EDO 2.1 considerando que a tensão depende do raio e obter as seguintes equações para o campo magnético residual,

$$\mathbf{B} = \frac{\mu_0 \tau_* a_0}{2 A r} \left(1 - \frac{a_0^2}{r^2} \right) \left(\frac{3(\mathbf{J} \cdot \mathbf{r}) \mathbf{r}}{r^2} - \mathbf{J} \right), \quad \text{se } a_0 \leq r \leq a, \quad (2.3)$$

$$\mathbf{B} = \frac{\mu_0 \tau_* a_0 (a^2 - a_0^2)}{2 A r^3} - \left(\frac{3(\mathbf{J} \cdot \mathbf{r}) \mathbf{r}}{r^2} - \mathbf{J} \right), \quad \text{se } r > a. \quad (2.4)$$

Onde μ_0 é a permeabilidade magnética no vácuo e a é o raio da frente da onda elástica. Na figura 1 podemos ver um gráfico contínuo mostrando o decaimento do campo magnético $\mathbf{B}(r)$ obtido num experimento de explosão denominado *MASSA*, utilizando TNT. Os detalhes desse experimento podem ser encontrados em [Yerzhanov(1985)]. Ainda na figura 1, podemos observar um gráfico tracejado mostrando o decaimento do campo magnético através de simulações numéricas, utilizando a equação 2.3 com os seguintes parâmetros: $\tau_* = 0.1 \text{ GPa}$, $A = 1 \text{ GPa}$, $a_0 = 100 \text{ m}$ e $J = 0.12 \frac{\text{A}}{\text{m}}$. A diferença entre as curvas em $r < 0.5 \text{ Km}$ pode ser causada por outros mecanismos também discutidos em [Pilipenko(1997)].

2.2 Efeitos de Indução devidos a Ondas Sísmicas

Alterações no campo geomagnético podem ser geradas pela passagem de uma onda sísmica emitida por terremoto ou explosão, conforme preconizado por vários autores como [Knopoff(1955)], [Dunkin and Eringen(1963)], [Guglielmi(1986a)] e [Guglielmi(1986b)]. Essas alterações no campo geomagnético podem viajar junto com a onda sísmica através longas distâncias, e são geradas por correntes de indução já que a onda elástica faz o meio

condutivo oscilar na presença do campo geomagnético. As equações quasi-estacionárias de Maxwell descrevem esse efeito de indução, onde a perturbação externa do campo geomagnético acontece na vizinhança da frente de onda sísmica e é dada por $\nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{H}_0)$, onde \mathbf{v} é a velocidade de deslocamento do meio e \mathbf{H}_0 é o campo geomagnético.

Segundo [Surkov(1989b)], existem duas diferentes fases de espalhamento de correntes de indução geradas por ondas sísmicas longitudinais se propagando em meios condutivos. A primeira fase se refere à perturbação geomagnética que se espalha de acordo com leis da difusividade, ou seja, são mais rápidas que a frente de onda sísmica. A segunda fase começa depois de determinado tempo, quando a onda sísmica longitudinal passa a se propagar junto com efeito de difusão. Assim, a perturbação geomagnética passa a se localizar na vizinhança da frente de onda sísmica, com a velocidade desta. A perturbação geomagnética se propaga um pouco à frente da onda sísmica, e é tratada como um espécie de precursora. Na figura 2 podemos observar uma perturbação na componente vertical do campo geomagnético medida a uma distância de 5 Km da fonte, que neste exemplo é uma onda longitudinal emitida por explosão no subsolo. A flecha indica a chegada da onda sísmica. À esquerda da flecha podemos observar a chegada de um precursor magnético, gerado pela difusão da corrente de indução excitada à frente da onda elástica. A amplitude desse precursor decresce à medida que se afasta da frente de onda sísmica, a qual funciona como uma fonte dinâmica de perturbação geomagnética. Contudo, a detecção experimental de efeitos sismo-magnéticos não é uma tarefa fácil, de acordo com [Pilipenko(1997)], porque o sinal de indução seria camuflado pelo efeito sismográfico, ou seja, a vibração dos sensores magnéticos sob ação das ondas sísmicas. Assim, durante o tratamento das respostas, o sinal sismo-magnético deve ser isolado de ruídos e perturbações externas.

2.3 Efeito Sismo-Magnético e Terremotos

As investigações sismo-magnéticas desempenham um papel importante nas manifestações de terremotos. Segundo [Cukavac(2008)], levantamentos sismo-magnéticos repetitivos podem revelar variações temporais nas propriedades das rochas devidas ao acúmulo de tensão, e possivelmente, podemos observar alterações no campo geomagnético em locais suscetíveis a terremotos. A distribuição dessas variações, através de medições sucessivas, exibem padrões de características que podem estar relacionadas com a sismicidade do local durante um período de tempo. No entanto, se o levantamento dessas alterações pode ser considerado como o precursor de um terremoto, é ainda um tema controverso.

Uma possibilidade de investigação é a comparação de dados sismo-magnéticos com dados geodésicos com o objetivo de investigar de forma eficaz a sismicidade de uma região:

Forças tectônicas. \Rightarrow

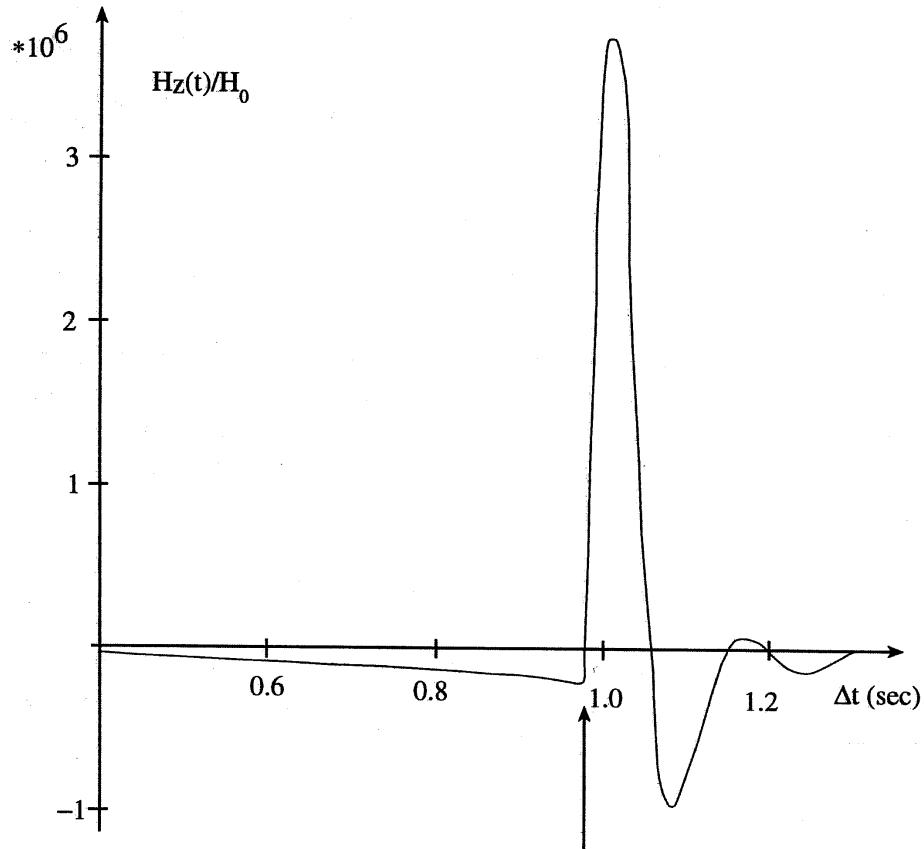


Figura 2 – Perturbação da componente vertical do campo geomagnético causada por uma onda sísmica longitudinal.

Deformação de rochas. \Rightarrow
 Aumento da deformação. \Rightarrow
 Alteração da magnetização das rochas (efeito piezo-magnético). \Rightarrow
 Alterações locais no campo geomagnético.

Décadas de observações de determinadas regiões associadas às considerações teóricas tem rendido uma boa metodologia nos estudos tectônicos-magnéticos. É comumente aceito que uma rede de estações de medições é necessária para gravação dos fenômenos precursores de terremotos.

Uma dessas regiões de investigação é a Montanha Kopaonik, na Sérvia, que é sismicamente ativa e foi alvo de levantamentos sismo-magnéticos por mais de vinte anos com magnetrônomos de $\pm 0.2nT$ de acurácia. Dentre os resultados encontrados podemos observar medições realizadas no período entre abril de 1983 e abril de 1984, com a ocorrência de dois terremotos em setembro de 1983 com magnitudes 4.9 e 5.3. Na figura 3, podemos observar algumas alterações no campo geomagnético imediatamente antes e após esses dois terremotos. De acordo com [Rikitake(1980)], geralmente o padrão das medições seguem a regra de que a distribuição espacial do campo geomagnético se altera em intervalos sucessivos de tempo, e as anomalias tendem a exibir sinais reversos enquanto o mapeamento espacial permanece mais ou menos o mesmo. Este fenômeno está de acordo

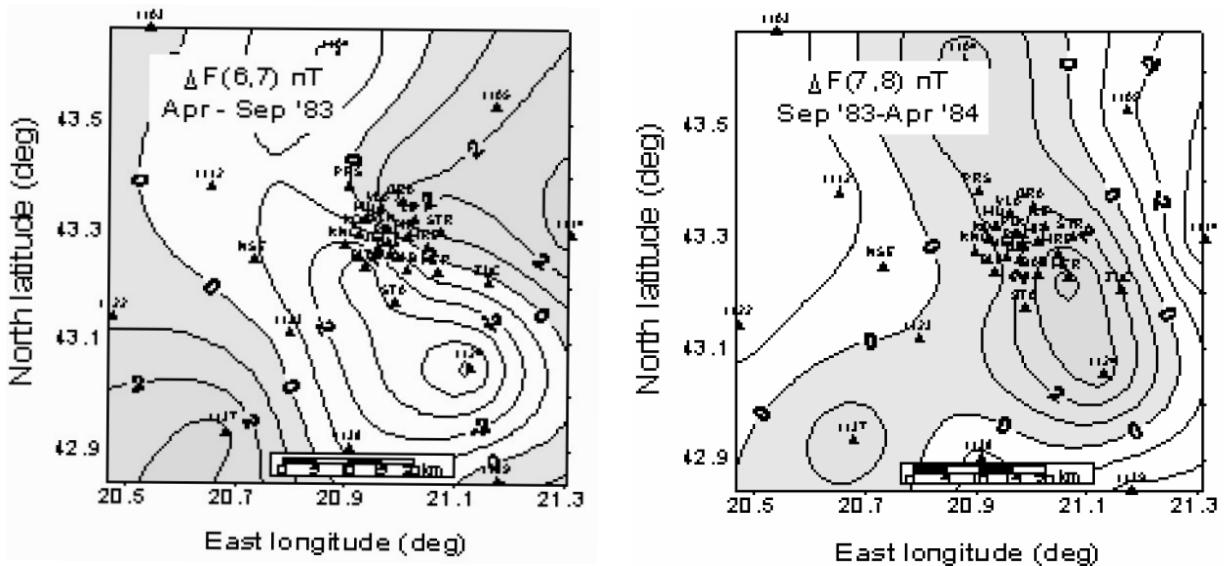


Figura 3 – Alteração da intensidade do campo geomagnético local antes e após dois terremotos.

com os processos de acumulação de tensão e relaxamento que ocorrem antes e após um terremoto e suporta a possibilidade de que a variação observada no campo geomagnético é de origem tectônica-magnética.

Existem diferentes tipos de modelos físicos que descrevem as propagações de ondas elásticas e eletromagnéticas bem como a interações entre elas na subsuperfície terrestre. A esses modelos são aplicados variados métodos matemáticos e numéricos, incluindo o método matricial, que realizam a simulação desses fenômenos físicos. Apresentaremos nesse capítulo algumas publicações nesse sentido, as quais estão de alguma forma relacionadas ao objetivo desta monografia.

2.4 Prospecção Eletro-sísmica

Alguns pesquisadores já trabalharam em sistema acoplados, como [White and Zhou(2006)], que estudaram fenômenos de *Eletro-sísmica* que descrevem a conversão de ondas eletromagnéticas em ondas sísmicas na subsuperfície terrestre na prospecção de hidrocarbonetos. A conversão entre as ondas ocorre em meios porosos onde uma onda eletromagnética pode excitar uma onda sísmica de mesma frequência e vice-versa, através do movimento dos fluidos contidos nos poros. A alteração que uma onda eletromagnética promove numa onda sísmica de mesma frequência pode ser registrada na superfície terrestre trazendo informações sobre as propriedades elétricas da subsuperfície.

Esses estudos aplicam transformadas nas EDP's deduzidas por [Pride(1994)], as quais passam a ser escritas como sistemas de EDO's. Utilizam o método matricial contido em [Ursin(1983)] nessas EDO's para obter as soluções em cada camada estratigráfica e, por último, retornam as soluções para o espaço original. Após deduzir fórmulas explícitas,

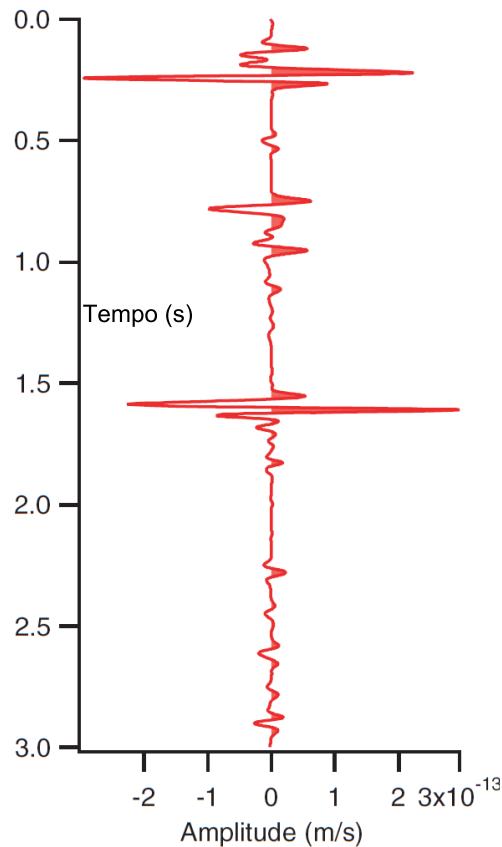


Figura 4 – Traço sísmico obtido a partir de forças eletromagnéticas como fonte.

apresentam um algoritmo computacional onde os resultados numéricos são obtidos. Esse algoritmo pode ser modificado para computar separadamente a propagação de ondas elásticas, ondas eletromagnéticas e as ondas da teoria de Biot. Como o artigo trata da produção de onda sísmica através de fontes eletromagnéticas, é necessário um nível suficiente de corrente elétrica para que se produza uma resposta sísmica satisfatória.

Na figura 4 podemos observar um traço sísmico de fonte eletromagnética obtido pelo simulador, que é análogo a um traço sísmico convencional. Note pela escala da figura que sinais muito pequenos podem ser identificados. Esses pequenos sinais têm no máximo a amplitude dos ruídos provocados pela sensibilidade dos geofones e são menores do que muitas fontes de ruídos que podem ser identificadas no campo, daí uma média considerável de sinais se faz necessária para que a detecção seja plenamente confiável. Como as equações que descrevem os fenômenos são linearizadas, as escalas dos resultados também são lineares com as correntes elétricas usadas como fonte, então as pequenas respostas podem ser melhoradas com o aumento da corrente.

2.5 Método Matricial em Meios Poroelásticos

2.5.1 Sistema de Biot para Baixas Frequências

Alguns pesquisadores utilizaram o método matricial em meios poroelásticos. Por exemplo, [Azeredo(2013)] aplica o método matricial para resolver de forma analítico-numérica equações de poroelasticidade deduzidas por Maurice Biot em 1956, as quais descrevem a propagação de ondas em meio plano estratificado formado por camadas homogêneas e isotrópicas.

Este trabalho apresenta dois tipos de fontes para produção de ondas sísmicas: uma fonte constituída por dinamite e uma fonte que emite uma força pontual vertical, que pode ser tipo martelo, queda de peso ou *vibroseis*. O método fornece fórmulas explícitas para a construção de algoritmo computacional para obter a solução do problema considerando que o fluxo de fluido é do tipo *Poiseuille*, isto é, baixo número de *Reynolds* e baixas frequências.

São apresentados alguns modelos geológicos para realização das simulações numéricas e cada modelo é testado utilizando diferentes frequências. Um desses modelos apresenta duas camadas horizontais homogêneas e isotrópicas com a interface terra-ar localizada em $z_0 = 0\text{ m}$ e a superfície de descontinuidade é dada na profundidade $z_1 = 1500\text{ m}$. Além disso, considera-se que a camada 2 tem espessura infinita e a frequência de propagação das ondas é de 15 Hz . Podemos visualizar na figura 5 o surgimento de dois eventos: o evento 1 representa a onda direta, a qual atinge o receptor sem que haja reflexão em qualquer interface, e o segundo evento é a onda refletida na interface de descontinuidade entre a primeira e segunda camadas. São apresentados dois gráficos simulando diferentes distâncias entre fonte e receptor, pois assim é possível analisar sua influência na amplitude do sinal registrado.

Sendo assim, observa-se que, à medida em que a distância fonte-receptor aumenta, passando de 500 m para 1000 m , a amplitude do sinal registrado diminui. Isto acontece porque a amplitude da onda sísmica diminui com o passar do tempo devido à redistribuição da energia entre as fases durante da passagem da onda sísmica através de meio poroso.

2.5.2 Propagação para Altas Frequências e Sistema de Biot-JKD

Outro exemplo de propagação de ondas em meios poroelásticos pode ser visto em [Miranda(2016)], que utiliza o modelo de Biot-JKD em regime de altas frequências. Em 1987, Johnson, Koplik e Desher (JKD) publicaram uma expressão geral da permeabilidade dinâmica, a qual varia de acordo com a frequência temporal, para caracterizar a dispersão de energia no caso de poros aleatórios. Para baixas frequências, o comprimento de onda é grande quando comparado com a dimensão do volume elementar: os efeitos viscosos são preponderantes. Já no caso de altas frequências, o comprimento de onda é comparável com a dimensão do

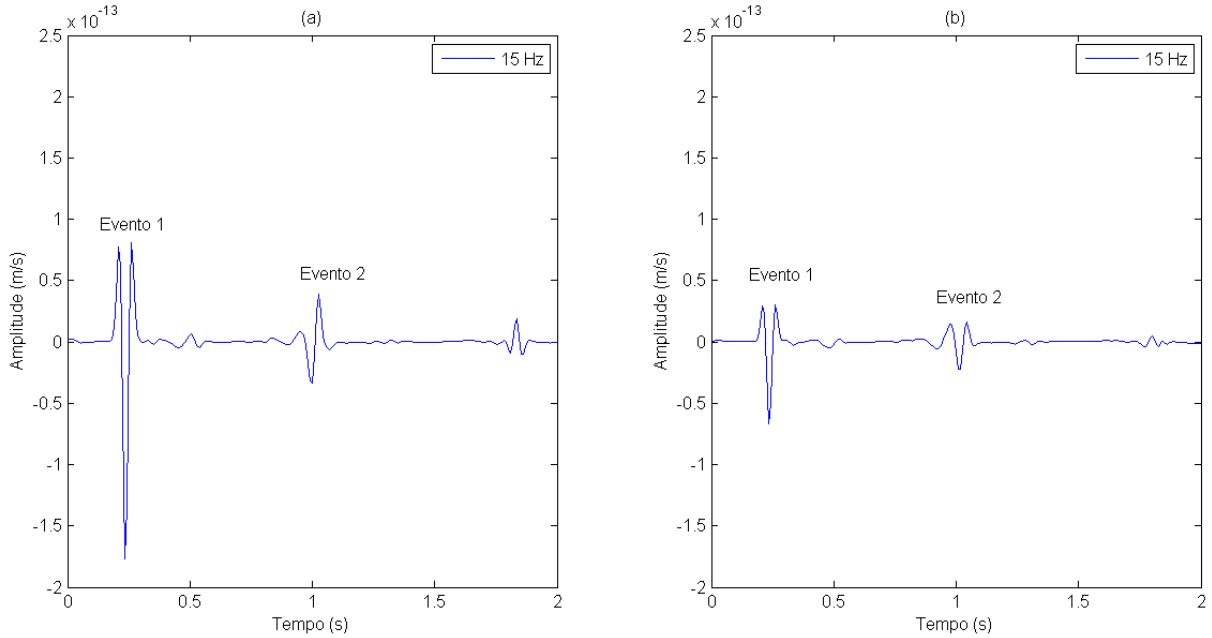


Figura 5 – Componente vertical da velocidade da matriz porosa. Frequência dominante da fonte igual a 15 Hz e distância fonte-receptor igual a: (a) 500 m e (b) 1000 m.

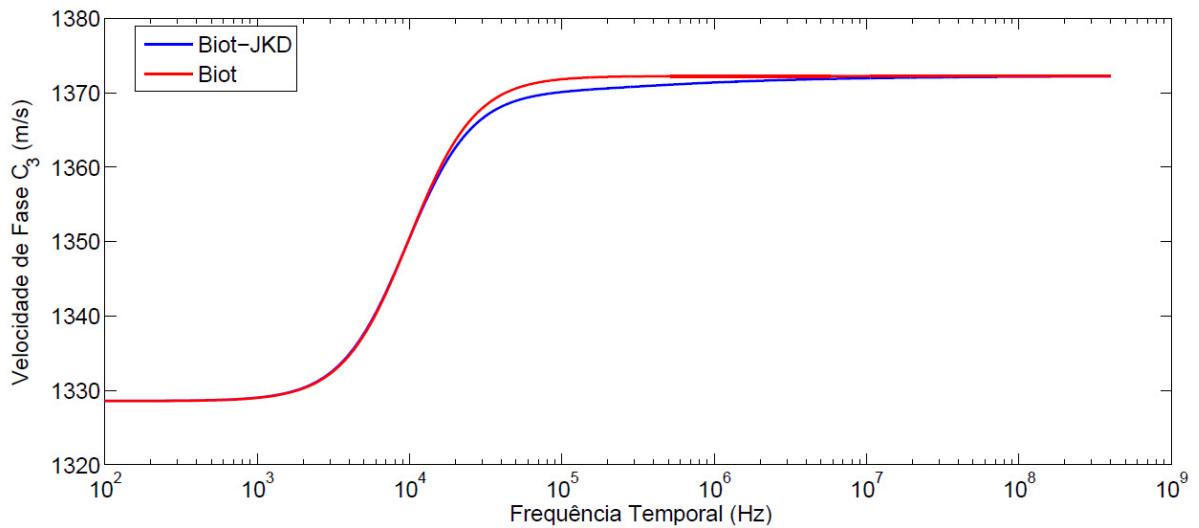


Figura 6 – Velocidades de fase em função da frequência.

volume elementar: os efeitos inerciais são preponderantes. O limite entre baixas e altas frequências é atingido quando os efeitos viscosos e inerciais são similares.

O trabalho apresenta uma análise dos efeitos de dispersão e atenuação das ondas, fazendo uma comparação entre os modelos de Biot e Biot-JKD. Na figura 6, podemos observar um gráfico mostrando as velocidades de fase para ambos os modelos em função da frequência temporal. Para baixas frequências, as curvas de dispersão tem valores aproximados. Para o intervalo $[10^4, 10^6]$ Hz, as curvas apresentam uma diferença significativa e para frequências maiores que 10^6 Hz, ambas as velocidades se aproximam do valor 1370 m/s.

Na figura 7, podemos observar um gráfico comparando as atenuações para os modelos

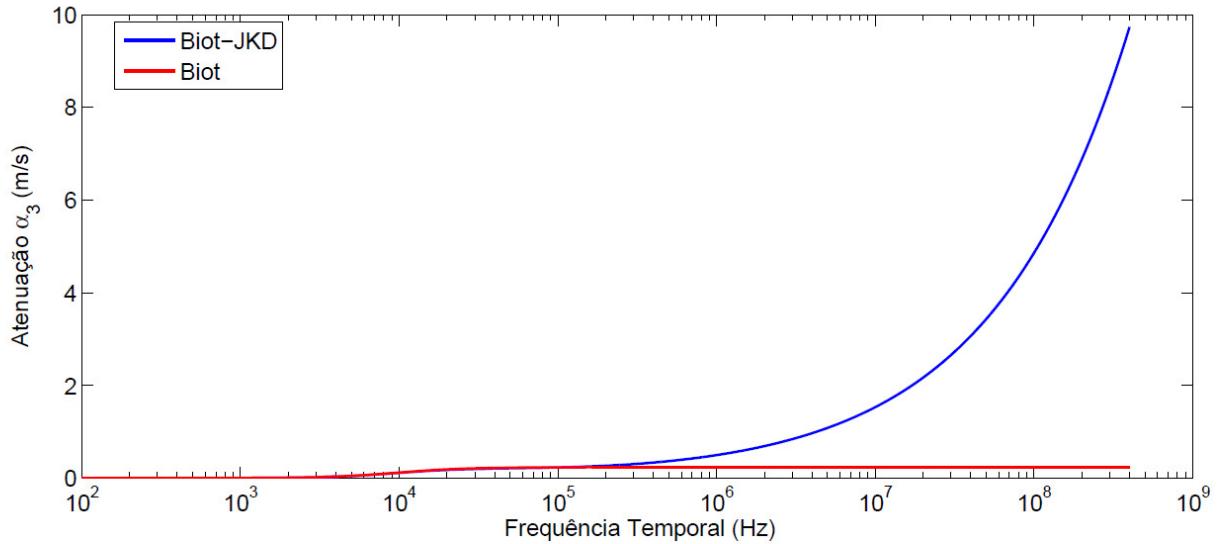


Figura 7 – Atenuação em função da frequência.

de Biot e Biot-JKD também em função da frequência temporal. As curvas da atenuação são bem similares para frequências até 10^4 Hz , e há uma pequena diferença no intervalo $[10^4, 10^5] \text{ Hz}$. A partir de um pouco mais que 10^5 Hz a atenuação é quase estática para o sistema de Biot e cresce bem rápida para o sistema de Biot-JKD.

Apesar deste trabalho apresentar a análise dispersão e atenuação, e um algoritmo matemático e numérico para resolver o sistema de Biot-JKD, não houve a implementação computacional deste algoritmo para simular a propagação da ondas.

2.5.3 Sistema de Biot e de Biot-JKD para Espaço 1D

Similarmente ao que foi feito nas subseções 2.5.1 e 2.5.2, encontramos em [Oliveira(2018)] uma modelagem matemática e numérica do sistema de Biot juntamente com o de Biot-JKD. A modelagem é realizada para um caso mais simples, onde considera-se a propagação das ondas somente no espaço 1D e não no espaço 3D como os dois casos anteriores. No entanto, é apresentada uma análise de dispersão e atenuação das ondas para quatro meios porosos distintos (saturado com água, óleo leve, óleo médio e óleo pesado), e a implementação computacional de um algoritmo numérico para a solução dos dois sistemas.

A simulação numérica é realizada considerando vários casos, com alta ou baixa frequência e para fontes e receptores na superfície ou no interior da primeira camada. Na figura 8 podemos observar os gráficos do caso para baixa frequência com fonte e receptor na superfície. Como trabalha-se com caso 1D não é possível visualizar a chegada de ondas cisalhantes, e como para baixas frequências o meio não suporta ondas compressionais lentas, só podemos visualizar as ondas compressionais rápidas. Neste domínio de baixas frequências não notamos diferença de amplitude entre o modelo de Biot e de Biot-JKD.

Comparando o modelo de Biot da figura 8 com o modelo de Biot da figura 5, podemos observar uma maior estabilidade numérica para o caso 1D. Possivelmente, tal estabilidade

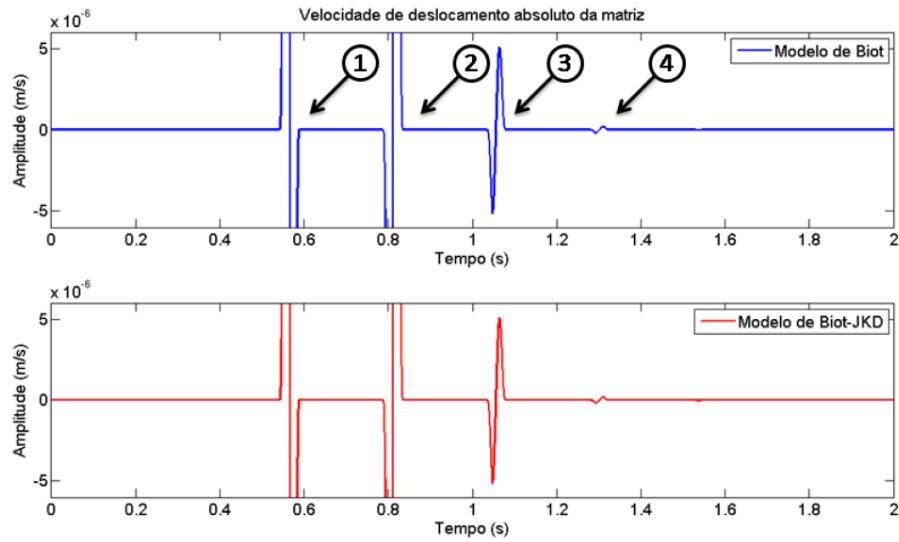


Figura 8 – Velocidade de deslocamento da matriz para baixas frequências.

se deve ao fato de uma dedução mais simples das equações quando comparado ao caso 3D, pois para o caso 1D não são necessárias as transformadas laterais de Fourier, mudança nos eixos de coordenadas usando rotação nem a transformada inversa de Hankel para que a solução seja obtida no espaço da frequência novamente. Além disso, no caso 1D a solução do sistema de Biot pode ser formulada totalmente de maneira analítica e explícita. No caso 3D, todo o código computacional só pode ser implementado fazendo uso de operações com matrizes, promovendo desafios em termos de aproximações e instabilidades numéricas.

2.6 Modelagem Matemática e Numérica do Efeito Sismo-Magnético

Podemos observar uma análise matemática e numérica do efeito de indução sismo-magnética em [Mikhailenko and Soboleva(1997)], onde é descrita a solução simultânea de equações elásticas com o acoplamento da força de Lorentz, e as equações quasi-estacionárias de Maxwell com o acoplamento da velocidade de deslocamento do meio de propagação das ondas. Tais sistemas de EDP's foram obtidos do modelo desenvolvido por [Novacki(1983)] e foram transformados num sistema de EDO's utilizando transformadas finitas de Fourier.

O sistema de EDO's é escrito introduzindo uma matriz de variáveis A , e a solução numérica é obtida pelo método de fatorização encontrado em [Fatianov and Mikhailenko(1989)], o qual utiliza a matriz de equações de Riccati para a determinação das componentes a_{ij} . Tal abordagem não tem restrições computacionais se trabalhada com propagação de ondas de alta frequência.

As simulações foram realizadas considerando ondas longitudinais, transversais e Rayleigh. Os resultados mostraram, principalmente, que as primeiras chegadas das variações geomagnéticas coincidiram com as chegadas dos tipos de ondas que as produziram. Essa coincidência ocorreu para onda longitudinal, Rayleigh e para uma onda refletida na in-

terface entre as camadas.

3 Elementos da Física-Matemática

3.1 EDP de uma Onda

Segundo [Farlow(1993)], a EDP de uma onda

$$\frac{\partial^2 \mathbf{f}(\mathbf{x}, t)}{\partial t^2} = \|\mathbf{v}\|^2 \nabla^2 \mathbf{f}(\mathbf{x}, t) \quad (3.1)$$

possui a solução de D'Alembert

$$\mathbf{f}(\mathbf{x}, t) = \mathbf{g}_1(\mathbf{x} - \mathbf{v}t) + \mathbf{g}_2(\mathbf{x} + \mathbf{v}t), \quad (3.2)$$

onde $\mathbf{x} = (x, y, z)^\top$ representa o espaço \mathbb{R}^3 , \mathbf{v} é a *velocidade* de propagação da onda, $(\mathbf{x} \pm \mathbf{v}t)$ é a *fase* da onda, \mathbf{g}_1 é a propagação da onda no semiespaço positivo do eixo x e \mathbf{g}_2 é a propagação da onda no semiespaço negativo do eixo x .

De acordo com [Chew(1995)], ondas tridimensionais oriundas de fonte pontual se propagam em formato esferoidal mas localmente podem ser tratadas como ondas planas, principalmente para raios distantes da fonte. A onda esférica, solução da EDP 3.1, pode ser representada pela superposição de ondas planas através da identidade de *Weyl*, onde tal superposição também é solução da EDP 3.1, conforme [Weyl(1919)].

No \mathbb{R}^3 o *vetor de onda* $\mathbf{k} = (k_x, k_y, k_z)^\top$ é aquele que aponta na direção de propagação da onda e sua magnitude, denominada *número de onda*, é definida como

$$\|\mathbf{k}\| = k = \frac{\omega}{\|\mathbf{v}\|}, \quad (3.3)$$

onde ω é a frequência temporal. Desta forma, a fase da onda pode ser escrita em termos do vetor de onda e da frequência como $(\mathbf{k} \cdot \mathbf{x} - \omega t)$, e a solução da equação 3.1 pode ser reescrita como uma superposição de ondas planas

$$\mathbf{f}(\mathbf{x}, t) = \mathbf{A} \sum_{\mathbf{k}, \omega} e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{x} - \omega t)}, \quad (3.4)$$

onde \mathbf{A} é a *amplitude* da onda.

Podemos verificar em [White and Zhou(2006)], para o caso \mathbb{R}^2 o *vetor de onda horizontal* é definido como $\mathbf{k} = (k_x, k_y)^\top$, o *número de onda horizontal* e a *vagarosidade horizontal* são, respectivamente,

$$k = \sqrt{k_x^2 + k_y^2} \quad \text{e} \quad \gamma = \frac{k}{\omega}. \quad (3.5)$$

A vagarosidade vertical é definida como

$$q_0 = \frac{1}{v_z}, \quad (3.6)$$

onde v_z é a componente vertical da velocidade. Denotando o *número de onda vertical* por k_z , temos que a *vagarosidade vertical* pode ser escrita como

$$q_0 = \frac{k_z}{\omega}. \quad (3.7)$$

Combinando as vagarosidades horizontal e vertical, temos

$$\gamma^2 + q_0^2 = \frac{1}{\|\mathbf{v}\|^2} \quad \text{ou} \quad q_0 = \sqrt{\epsilon_0 \mu_0 - \gamma^2}, \quad (3.8)$$

já que $\epsilon_0 \mu_0 = \frac{1}{\|\mathbf{v}\|^2}$.

3.2 Transformadas Laterais de Fourier

Segundo [Butkov(1988)], podemos definir as transformadas laterais de Fourier direta e inversa entre o espaço bidimensional e o vetor de onda horizontal como

$$\hat{\mathbf{f}}(k_x, k_y, z) = \iint_{\mathbb{R}^2} \mathbf{f}(x, y, z) e^{-i(k_x x + k_y y)} dx dy \quad (3.9)$$

$$\mathbf{f}(x, y, z) = \left(\frac{1}{2\pi}\right)^2 \iint_{\mathbb{R}^2} \hat{\mathbf{f}}(k_x, k_y, z) e^{i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y. \quad (3.10)$$

O símbolo $\hat{\cdot}$ denota a função no espaço da transformada lateral de Fourier.

A propriedade da transformada de derivadas é a que mais nos interessa e, supondo f uma função escalar de uma única variável, essa propriedade pode ser descrita como

$$\begin{aligned} \hat{f}'(x) &= \int_{-\infty}^{\infty} f'(x) e^{-i k_x x} dx \\ &= f(x) e^{-i k_x x}|_{-\infty}^{\infty} - (-i k_x) \int_{-\infty}^{\infty} f(x) e^{-i k_x x} dx \\ &= i k_x \hat{f}(k_x). \end{aligned}$$

Na passagem da segunda para a terceira igualdade utilizamos a hipótese bastante difundida em geofísica de que $f(x) \rightarrow 0$ quando $x \rightarrow \pm\infty$, a qual podemos observar em demonstrações de teoremas como, por exemplo, o teorema de *Helmholtz* encontrado em [Griffiths(1999)].

3.3 Rotações

Segundo [Lang(1986)], podemos produzir uma rotação antihorária em torno do eixo z aplicando o operador linear

$$\begin{pmatrix} \cos \theta & -\sin \theta & 0 \\ \sin \theta & \cos \theta & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix},$$

onde θ é o ângulo que um vetor está sendo rotacionado. Como a geometria do nosso problema considera ondas se propagando na parte negativa do eixo z (consideramos z positivo no sentido descendente), para produzirmos uma rotação antihorária devemos considerar o ângulo $-\theta$, e com isso nossa matriz de rotação se torna

$$\begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta & 0 \\ -\sin \theta & \cos \theta & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix},$$

lembrando a paridade das funções seno e cosseno. Para promovermos uma rotação orientando a primeira coordenada no sentido de propagação das ondas horizontais, temos que θ será o ângulo entre $(x, 0, 0)^\top$ e $(k_x, k_y, 0)^\top$, e a matriz de rotação se torna

$$\Omega = \begin{pmatrix} \frac{k_x}{k} & \frac{k_y}{k} & 0 \\ -\frac{k_y}{k} & \frac{k_x}{k} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (3.11)$$

Para escrevermos novamente as equações no sistema de coordenadas original, precisamos aplicar a rotação inversa. Para isso, basta inverter a matriz de rotação 3.11 mas, como se trata de uma matriz ortogonal, a inversa é a sua transposta. Assim, usaremos

$$\Omega^\top = \begin{pmatrix} \frac{k_x}{k} & -\frac{k_y}{k} & 0 \\ \frac{k_y}{k} & \frac{k_x}{k} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (3.12)$$

A rotação de um tensor τ é dada por

$$\tilde{\tau} = \Omega \tau \Omega^\top, \quad (3.13)$$

e sua rotação inversa é dada por

$$\tau = \Omega^\top \tilde{\tau} \Omega. \quad (3.14)$$

3.4 A função δ de Dirac

Em algumas aplicações físicas pode ser necessário trabalhar com conceito de um pulso de duração infinitamente curta. De acordo com [Butkov(1988)], podemos tomar o exemplo de um corpo colocado em movimento, a partir do repouso, através de um golpe instantâneo que faz o mesmo adquirir um momento igual à impulsão I do choque, ou seja,

$$I = \int_{t_0}^{t_0 + \Delta t} f(t) dt, \quad (3.15)$$

onde $f(t)$ é a força e Δt é o tempo de ação da força. A impulsão é um número finito e sua alteração ocorre instantaneamente, pois Δt é um número muito pequeno. Assim,

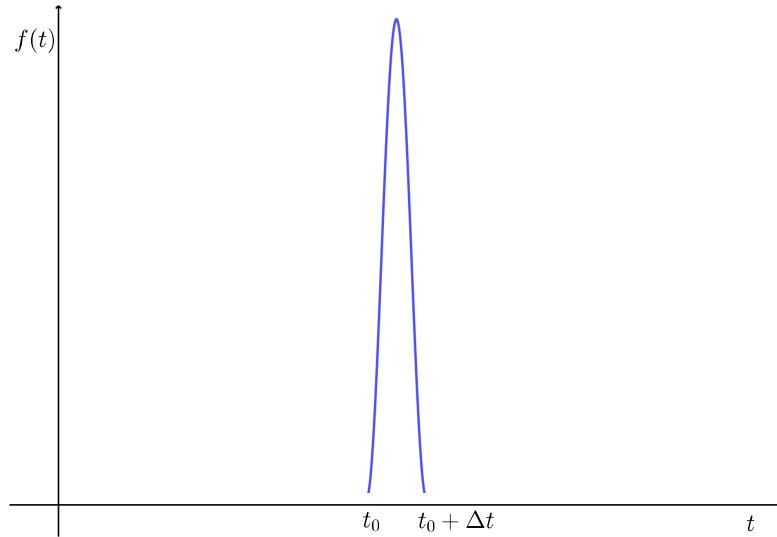


Figura 9 – Representação de uma função fortemente concentrada.

temos que a força deveria ter valor infinito durante o golpe e nula nos outros instantes, conforme o gráfico da figura 9. A fim de facilitar várias operações da física-matemática, Dirac propôs a introdução da chamada função $\delta(x)$, que pode representar uma função infinitamente concentrada e é dada simbolicamente por

$$\delta(x) = \begin{cases} 0, & \text{se } x \neq 0 \\ \infty, & \text{se } x = 0 \end{cases}$$

e δ deve satisfazer a seguinte condição

$$\int_{-\infty}^{\infty} \delta(x) dx = 1. \quad (3.16)$$

Sendo f uma função contínua qualquer, a utilidade da função δ consiste em determinar o valor de

$$\int_{-\infty}^{\infty} \delta(x) f(x) dx \quad (3.17)$$

substituindo os limites de integração por $-\epsilon$ e ϵ , onde ϵ é um número positivo infinitesimalmente próximo de zero. Tal substituição se justifica pois $\delta = 0$ se $x \neq 0$ e teremos uma aproximação para o valor dessa integral. Assim, usando a definição de δ , a condição 3.16 e a continuidade de f , temos

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{\infty} \delta(x) f(x) dx &= \int_{-\infty}^{-\epsilon} \delta(x) f(x) dx + \int_{-\epsilon}^{\epsilon} \delta(x) f(x) dx + \int_{\epsilon}^{\infty} \delta(x) f(x) dx \\ &= \int_{-\epsilon}^{\epsilon} \delta(x) f(x) dx \\ &\approx f(0) \int_{-\epsilon}^{\epsilon} \delta(x) dx \\ &= f(0). \end{aligned}$$

Desta forma podemos representar a aplicação de uma função fortemente concentrada, incluindo a representação de uma fonte pontual de onda sísmica que é de interesse geofísico, como veremos na subseção 8.4.

3.5 Função de Bessel de Primeira Espécie

De acordo com [Butkov(1988)], sendo $f(x)$ uma função qualquer, podemos escrever a equação diferencial ordinária de Bessel na forma

$$\frac{d^2f}{dx^2} + \frac{1}{x} \frac{df}{dx} + \left(1 - \frac{m^2}{x^2}\right) f = 0, \quad (3.18)$$

onde, estudando o caso geral temos que m é um número real arbitrário que pode ser considerado não-negativo, mas no nosso trabalho vamos considerar m inteiro positivo. A equação acima é a EDO de Bessel de ordem m , suas soluções são conhecidas como funções cilíndricas e entre elas estão as funções de Bessel. Expandindo a função $f(x)$ numa série de *Frobenius* e substituindo-a na EDO de Bessel podemos deduzir que a solução é dada por

$$J_m(x) = \sum_{j=0}^{\infty} (-1)^j \frac{x^{m+2j}}{j! \Gamma(m+j+1) 2^{m+2j}}. \quad (3.19)$$

A função Γ é uma função factorial de variável real com representação na forma integral dada por

$$\Gamma(\xi) = \int_0^{\infty} t^{\xi-1} e^{-t} dt, \quad x > 0.$$

Como estamos trabalhando com m inteiro positivo, a função $\Gamma(\xi)$ é dada simplesmente por $(\xi-1)!$. Assim, a expressão 3.19 passa a ser escrita como

$$J_m(x) = \sum_{j=0}^{\infty} \frac{(-1)^j}{j! (m+j)!} \left(\frac{x}{2}\right)^{m+2j} \quad (3.20)$$

e é chamada função de Bessel de primeira espécie de ordem m .

3.6 Transformadas de Hankel

A transformada de Hankel utiliza as funções de Bessel para transformar um sistema de coordenadas \mathbf{x} para outro $\boldsymbol{\xi}$. De acordo com [Baruch(2013)], assumindo que f seja uma função radial, ou seja, que depende apenas da magnitude x de \mathbf{x} , uma das definições da transformada de Hankel é dada por

$$\mathcal{B}_m[f(x)](\xi) = \int_0^{\infty} x J_m(x \xi) f(x) dx.$$

E a transformada inversa, considerando $\xi = \|\boldsymbol{\xi}\|$, é

$$\mathcal{B}_m^{-1}[F(\xi)](x) = \int_0^{\infty} \xi J_m(x \xi) F(\xi) d\xi,$$

onde J_m é uma função de Bessel de primeira espécie de ordem m , conforme visto na subseção anterior.

4 Fundamentos de Eletromagnetismo

4.1 Introdução

Neste capítulo são apresentados conceitos fundamentais sobre eletromagnetismo considerados importantes para o entendimento do efeito magneto-elástico. Partimos de fatos que foram observados primeiramente de forma experimental, como as leis de Gauss para o fluxo elétrico e fluxo magnético, a lei de Faraday e a lei de Ampère. O conhecimento dessas leis é a base para o desenvolvimento matemático (realizado por Maxwell) dos fenômenos eletromagnéticos, o que gerou um sistema de EDP's conhecidas como equações de Maxwell.

4.2 Fatos experimentais

4.2.1 Lei de Gauss para os fluxos elétrico e magnético

De acordo com [Jackson(1999)] e [Sommerfeld(1952)], os conceitos, definições e resultados em eletromagnetismo clássico partem das experiências de Cavendish e Coulomb no final do Séc. XVIII. A partir desses experimentos foi estabelecida a Lei de Coulomb

$$\mathbf{F}_e = k \frac{q_1 q_2}{\|\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}_2\|^2} \frac{\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}_2}{\|\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}_2\|}, \quad (4.1)$$

onde q_i são as cargas elétricas (campos escalares) presentes nos pontos \mathbf{x}_i , respectivamente, k (campo escalar) é uma constante de proporcionalidade cujo valor depende do sistema de unidades de medida adotado, $\|\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}_2\|^2$ é o quadrado da distância Euclidiana entre as cargas e \mathbf{F}_e é a força elétrica exercida pela carga q_1 sobre a carga q_2 . As notações em negrito representam campos vetoriais pertencentes ao espaço \mathbb{R}^3 , e o vetor normal que fornece a direção de interação entre as cargas é dado por $(\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}_2)/\|\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}_2\|$.

O campo elétrico \mathbf{E} é definido como sendo a força elétrica por unidade de carga em um determinado ponto que contém a carga de prova q_2 , portanto é uma função vetorial que depende da posição da carga de prova em relação à carga fonte q_1 , ou seja,

$$\mathbf{E} = \lim_{q_2 \rightarrow 0} \frac{\mathbf{F}_e}{q_2}. \quad (4.2)$$

A carga de prova foi tomada infinitesimalmente pequena para que o campo gerado por ela não perturbe a carga fonte. Experimentalmente, tanto a direção da força como a razão entre a força e a quantidade de carga vão se tornando constantes à medida que a quantidade de carga se torna cada vez menor, definindo a magnitude e a direção do campo elétrico. No SI, a unidade de medida de carga é o *coulomb* (C), o campo elétrico é o *newton/coulomb* (N/C) ou o *volt/metro* (V/m), e a constante $k = (4\pi\epsilon_0)^{-1}$ onde $\epsilon_0 \simeq 8.854 \times 10^{-12}$ é a *permisividade elétrica no vácuo* medida em *farad/m* (F/m).

Substituindo a equação 4.2 em 4.1 temos que o campo elétrico agindo num ponto \mathbf{x} qualquer devido a uma carga q_1 no ponto \mathbf{x}_1 é

$$\mathbf{E} = k \frac{q_1}{\|\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}\|^2} \frac{\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}}{\|\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}\|}, \quad (4.3)$$

como podemos observar na figura 10 simulando um sistema de coordenadas qualquer.

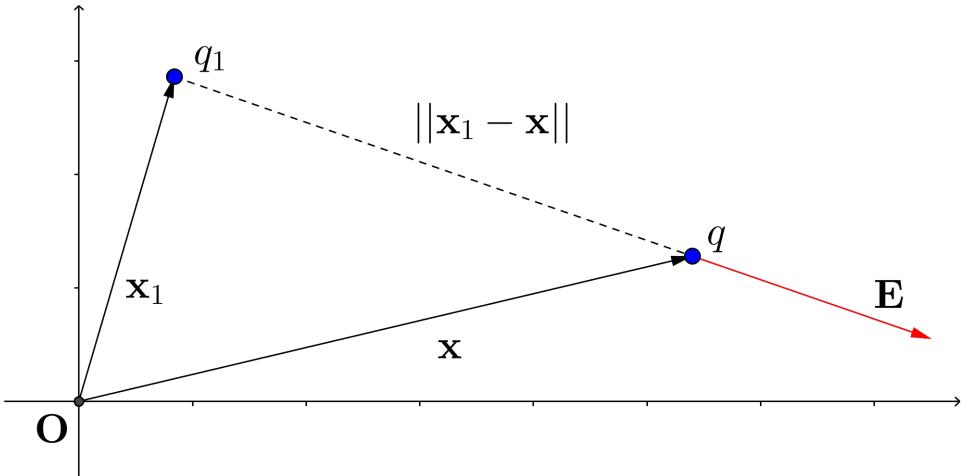


Figura 10 – *Exemplificação da interação entre cargas elétricas devido à geração, em função de q_1 (positiva), de um campo elétrico. A força elétrica \mathbf{F} atuando numa carga qualquer q tem mesma direção do campo elétrico \mathbf{E} , com mesmo sentido ou sentido oposto conforme a carga q é positiva ou negativa, respectivamente.*

Num sistema com mais de uma carga fonte produzindo campos elétricos, foi observado experimentalmente que o campo elétrico total atuando num ponto \mathbf{x} é simplesmente o somatório dos campos produzidos por cada carga, o que ficou conhecido como a *Superposição Linear* e pode ser expressa na forma

$$\mathbf{E} = k \sum_{i=1}^n q_i \frac{\mathbf{x}_i - \mathbf{x}}{\|\mathbf{x}_i - \mathbf{x}\|^3}.$$

O campo elétrico devido a um pequeno número de cargas pode ser calculado a partir do princípio da superposição linear. Mas se temos uma quantidade muito grande de cargas num determinado volume V , devemos calcular a *densidade volumétrica de carga elétrica* ρ_e num volume infinitesimal situado em \mathbf{x}_0 e em seguida integrar sobre o volume V para obter a quantidade total de carga Q . A densidade de carga é definida por

$$\rho_e(\mathbf{x}_0) = \lim_{\Delta V_i \rightarrow 0} \frac{\Delta q_i}{\Delta V_i} = \frac{d q}{d V},$$

medida, no SI, em C/m^3 . A quantidade total de carga $Q = \sum_i \Delta q_i$ no volume V é

$$Q = \iiint_V \rho_e(\mathbf{x}_0) dV. \quad (4.4)$$

O *fluxo elétrico* é definido como a quantidade de linhas do campo elétrico que atravessam uma superfície qualquer, e é dado pela equação

$$\Phi_E = \mathbf{E} \cdot \mathbf{A}.$$

O *vetor área* é definido como a magnitude da área da superfície atravessada apontando na direção do vetor normal à superfície, $\mathbf{A} = A \mathbf{n}$, e estamos considerando um campo elétrico uniforme \mathbf{E} que se desloca na direção \mathbf{n} , ou seja, é perpendicular à superfície A como podemos observar na figura 11. Mas se o campo elétrico se propaga formando um

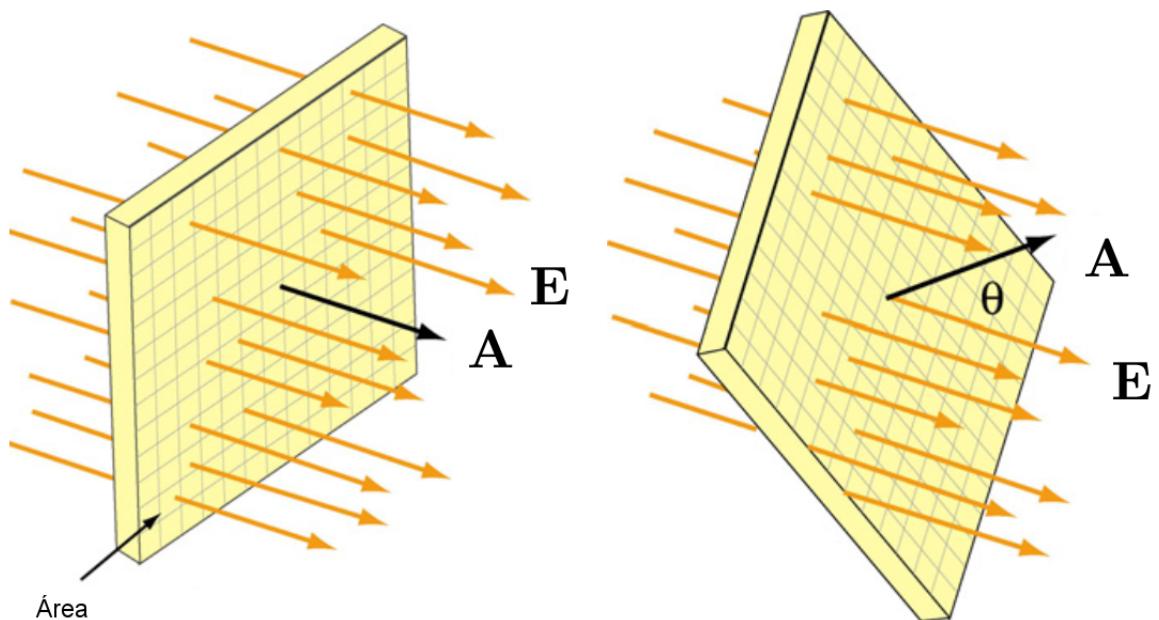


Figura 11 – Fluxo elétrico, linhas de campo elétrico passando através de uma superfície.

ângulo θ com o vetor normal da superfície, então o fluxo elétrico é dado por

$$\Phi_E = \mathbf{E} \cdot \mathbf{A} = E A \cos \theta,$$

com $E = \mathbf{E} \cdot \mathbf{n}$ sendo a componente do campo elétrico na direção \mathbf{n} . Em geral uma superfície S pode ser curva e estamos interessados numa superfície *fechada*, ou seja, aquela que engloba um determinado volume, o qual contém uma carga elétrica (exemplo na figura 12). Tomando uma área bem pequena dessa superfície, $\Delta \mathbf{A}_i$, o campo elétrico pode ser variável em cada parte da superfície e nessas condições temos que o fluxo nessa pequena região é dado por

$$\Delta \Phi_E = \mathbf{E}_i \cdot \Delta \mathbf{A}_i.$$

O fluxo positivo atravessando toda a superfície de dentro para fora é calculado tomando o limite quando $\Delta \mathbf{A}_i \rightarrow 0$ e aumentando infinitamente a quantidade dessas pequenas áreas até cobrir a superfície S

$$\Phi_E = \lim_{i \rightarrow \infty} \sum_i \mathbf{E}_i \cdot d\mathbf{A}_i = \iint_S \mathbf{E} \cdot d\mathbf{A}. \quad (4.5)$$

Considere uma carga pontual positiva q localizada no centro de uma esfera imaginária de raio r , onde essa carga produz um campo elétrico que aponta na direção radial conforme a figura 12. Sabemos que a área da superfície dessa esfera é dada por $A = 4\pi r^2$ e que, segundo a equação 4.3, a magnitude do campo elétrico em qualquer ponto da superfície esférica é

$$E = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r^2},$$

onde ϵ_0 é a *permissividade elétrica do meio* e assim o fluxo elétrico é calculado usando a equação 4.5.

$$\begin{aligned}\Phi_{\mathbf{E}} &= \iint_S \mathbf{E} \cdot d\mathbf{A} \\ &= \iint_S \mathbf{E} \cdot \mathbf{n} dA \\ &= E \iint_S dA \\ &= EA \\ &= \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r^2} 4\pi r^2 \\ &= \frac{q}{\epsilon_0}.\end{aligned}$$

Na demonstração acima escolhemos uma esfera como *superfície Gaussiana* mas, introduzindo o conceito de *ângulo sólido*, vemos que a demonstração é válida para qualquer superfície fechada, utilizada em aplicações que apresentem mais ou menos alguma simetria (esférica, planar ou cilíndrica). Para mais detalhes consultar [Jackson(1999)]. Assim, concluímos que o fluxo elétrico através de uma superfície fechada que apresente mais ou menos alguma simetria é diretamente proporcional à quantidade de carga enclausurada pela superfície. Matematicamente, a *lei de Gauss* para o fluxo elétrico é

$$\Phi_{\mathbf{E}} = \iint_S \mathbf{E} \cdot d\mathbf{A} = \frac{q}{\epsilon_0}. \quad (4.6)$$

Uma carga elétrica produz um campo elétrico, e de maneira similar uma barra magnética, ou ímã, produz um *campo magnético* \mathbf{B} . Um ímã possui um polo norte de onde partem as linhas de campo magnético e um polo sul por onde as linhas de campo magnético retornam ao ímã (figura 13). Diferentemente das cargas elétricas que são observadas isoladamente na natureza, os dois polos magnéticos sempre aparecem aos pares, ou seja, monopolos magnéticos não existem isoladamente apesar de a suposição de sua existência ser de interesse teórico. Assim, sempre que um ímã é fracionado, mesmo que em partes muito elementares, o resultado sempre será um novo ímã com dois polos magnéticos conforme a figura 13. Como não existem monopolos magnéticos, o campo magnético deve ser definido de forma diferente do campo elétrico, e experimentalmente foram observadas algumas características relacionadas ao movimento de uma carga elétrica q com velocidade \mathbf{v} num campo magnético \mathbf{B} :

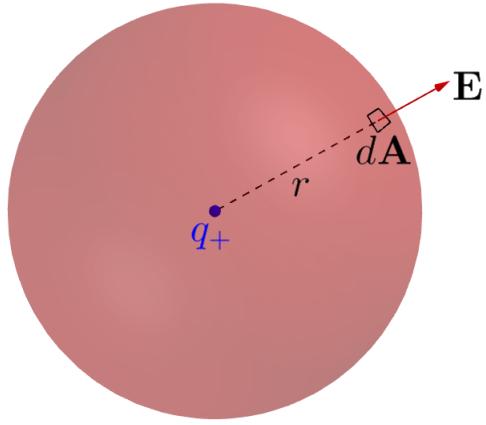


Figura 12 – Esfera Gaussiana enclausurando uma carga positiva q . Nessas condições, o ângulo entre o vetor campo elétrico e o vetor normal à superfície infinitesimal $d\mathbf{A}$ é zero.

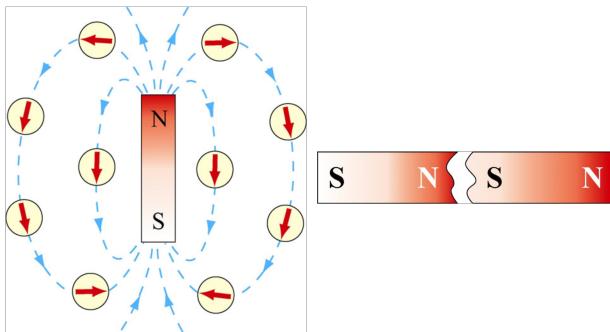


Figura 13 – Barras magnéticas onde polos de mesmo sinal se repelem e polos de sinais contrários se atraem.

- a magnitude da força magnética \mathbf{F}_m é proporcional à v , B e q , onde v e B são as magnitudes da velocidade e do campo magnético respectivamente,
- a direção de \mathbf{F}_m é perpendicular ao plano formado por \mathbf{v} e \mathbf{B} ,
- \mathbf{F}_m é proporcional ao $\sin\theta$, o ângulo formado por \mathbf{v} e \mathbf{B} . Se \mathbf{v} e \mathbf{B} são paralelos então $\mathbf{F}_m = 0$, e
- o sentido de \mathbf{F}_m depende do sinal da carga q .

Essas observações são ilustradas na figura 14 e a força magnética é definida como

$$\mathbf{F}_m = q \mathbf{v} \times \mathbf{B}. \quad (4.7)$$

A equação 4.7 é conhecida também como a *força de Lorentz* e na presença também de um campo elétrico, dado pela equação 4.2, podemos somar as duas forças e definir mais geralmente a força de Lorentz como

$$\mathbf{F}_L = q (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}), \quad (4.8)$$

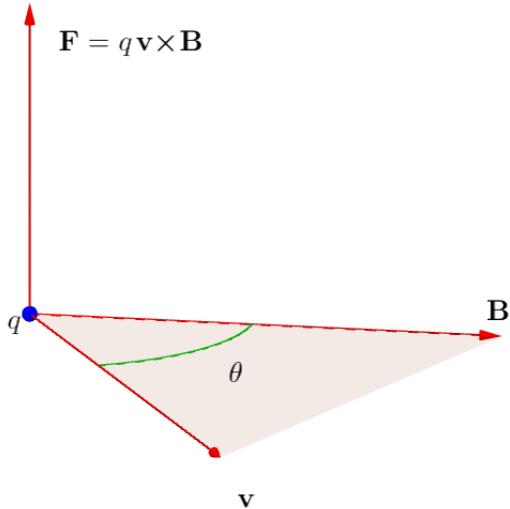


Figura 14 – Força magnética agindo numa carga elétrica que se desloca num campo magnético.

a qual é um dos axiomas fundamentais da teoria eletromagnética. Uma característica muito importante da força magnética é que a mesma não produz *trabalho*, pois quando a carga de prova q se desloca uma quantidade infinitesimal $d\mathbf{l} = \mathbf{v} dt$ num campo magnético \mathbf{B} , temos

$$\begin{aligned} dW_m &= \mathbf{F}_m \cdot d\mathbf{l} \\ &= (q \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \cdot (\mathbf{v} dt) \\ &= 0. \end{aligned} \quad (4.9)$$

A última igualdade se deve ao fato de os vetores $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ e \mathbf{v} serem ortogonais. Assim, o campo magnético altera a direção de deslocamento da partícula q , mas não acelera nem retarda seu movimento.

Teoricamente, poderíamos tentar determinar a lei de Gauss para o fluxo magnético com o mesmo procedimento aplicado ao fluxo elétrico e obter

$$\Phi_{\mathbf{B}} = \iint_S \mathbf{B} \cdot d\mathbf{A} = \frac{q_m}{\mu_0},$$

onde q_m é a carga magnética (suposto monópole magnético) enclausurado pela superfície Gaussiana, \mathbf{B} é o campo magnético e μ_0 é a *permeabilidade magnética no vácuo* com valor $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} T m/A$. No entanto, não foi constatada a existência de qualquer carga magnética isolada mesmo após muitos esforços. Como $q_m = 0$, temos que a lei de Gauss para o magnetismo é

$$\Phi_{\mathbf{B}} = \iint_S \mathbf{B} \cdot d\mathbf{A} = 0. \quad (4.10)$$

Conforme podemos ver na figura 15, a equação 4.10 implica que a quantidade de linhas do campo magnético saindo da superfície é igual à quantidade que está entrando, ou seja, não há uma origem isolada e um término isolado para o fluxo magnético como há para

o fluxo elétrico. Outro problema é que a barra imantada atravessa a superfície que, de acordo com as hipóteses da lei de Gauss, deveria ser fechada.

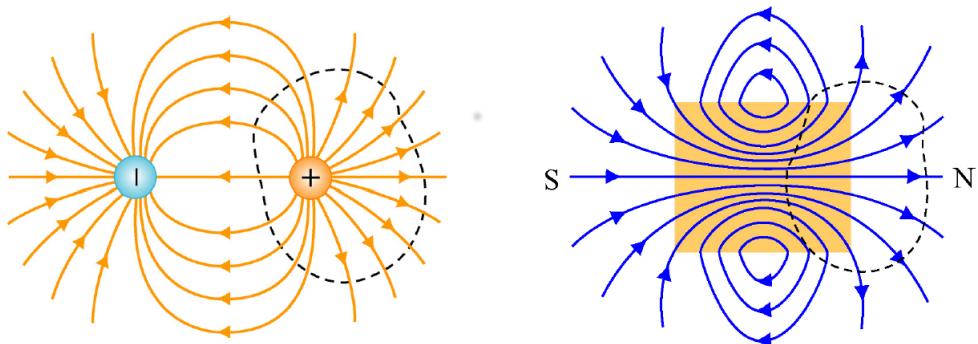


Figura 15 – As linhas do campo magnético que emanam do polo norte do ímã em direção ao polo sul retornam para dentro da superfície Gaussiana descrevendo um laço fechado.

4.2.2 A Lei de Ampère

Correntes elétricas podem ser produzidas por cargas elétricas que se movem num fio condutor. Essas correntes elétricas são fontes de campos magnéticos $d\mathbf{B}$, num determinado ponto \mathbf{x} , e que podem ser calculados em função da corrente I num intervalo infinitesimal $d\mathbf{l}$ do fio. Visualização na figura 16. A fonte de corrente infinitesimal é dada por $I d\mathbf{l}$ e r é a distância entre o ponto de aplicação do campo magnético e a fonte de corrente infinitesimal. O vetor \mathbf{n} é o vetor normal que aponta na direção de \mathbf{x} e o vetor $d\mathbf{l}$ aponta na direção e sentido da corrente I . Repare ainda que o campo magnético depende do ângulo θ entre \mathbf{n} e $d\mathbf{l}$. Assim sendo, a *Lei de Biot-Savart* tem definição análoga à do campo elétrico (derivada da lei de Coulomb) e pode ser expressa como

$$d\mathbf{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I}{r^2} d(\mathbf{l} \times \mathbf{n}), \quad (4.11)$$

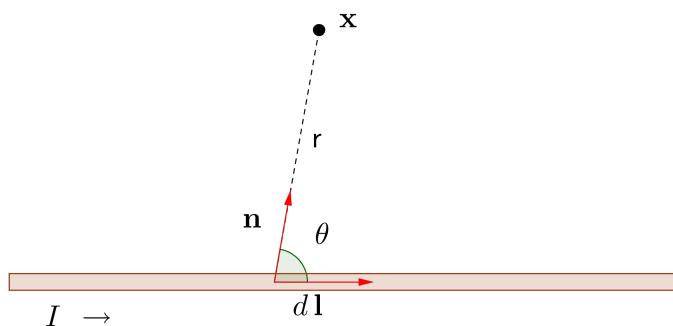


Figura 16 – Campo magnético no ponto \mathbf{x} devido a passagem de uma corrente elétrica I pelo fio. Observe que a magnitude do campo depende também do ângulo θ entre \mathbf{l} e \mathbf{n} .

e o campo magnético no volume ao redor do fio pode ser obtido integrando sobre a direção perpendicular ao plano formado por \mathbf{l} e \mathbf{n} ao longo do comprimento do fio.

$$\mathbf{B} = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \int_{\mathbf{l}} \frac{d(\mathbf{l} \times \mathbf{n})}{r^2}. \quad (4.12)$$

Considere agora um laço circular (linha de campo magnético) de raio r contido num plano perpendicular ao fio condutor, onde esse laço está dividido em pequenos comprimentos $\Delta s = \Delta s \phi$, cujos vetores correspondentes a cada ponto do laço apontam na direção do vetor tangencial à circunferência naquele ponto, conforme a figura 17. Esse laço fechado contido num plano é denominado *laço Amperiano* e é usado para calcular o campo magnético referente àquela linha de campo tomando o limite quando $\Delta s \rightarrow 0$ e integrando no intervalo dado pelo comprimento da circunferência. Nesse caso, $\theta = \frac{\pi}{2}$ e ϕ é perpendicular ao plano formado por \mathbf{l} e \mathbf{n} , portanto a magnitude do vetor \mathbf{B} na direção ϕ é deduzida a partir da lei de Biot-Savart na equação 4.11.

$$\oint_s \mathbf{B} \cdot d\mathbf{s} = B \oint_s ds = \frac{\mu_0 I}{2\pi r} 2\pi r = \mu_0 I.$$

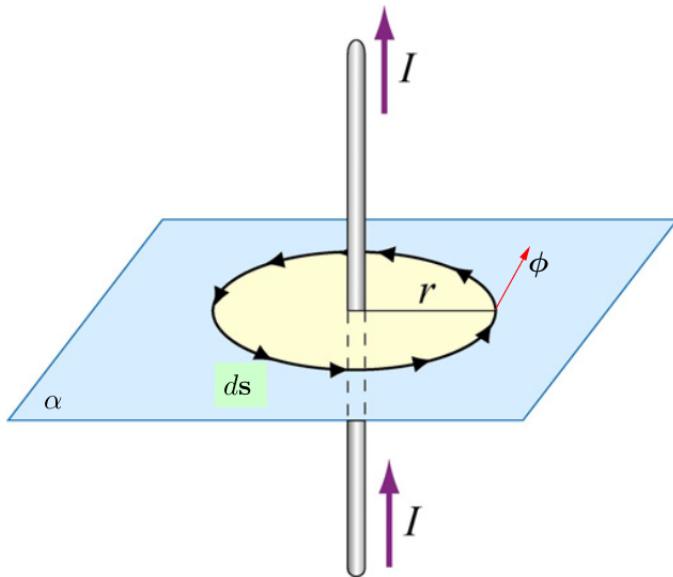


Figura 17 – Laço amperiano seguindo a regra da mão direita: posicionando o polegar no sentido da corrente, o campo magnético tem o mesmo sentido dos demais dedos curvando em torno do fio.

Vamos considerar um outro exemplo de laço amperiano cujo contorno denotado por *abcda* se sobrepõe a duas linhas de campo magnético coplanares, observado na figura 18. No desenvolvimento abaixo, a primeira e terceira integrais zeram pois o campo magnético é perpendicular ao caminho de integração nesses intervalos, e $B_2(r_2\theta)$ e $B_1[r_1(2\pi - \theta)]$ são os comprimentos dos arcos *bc* e *da*, respectivamente. A integral de linha do campo

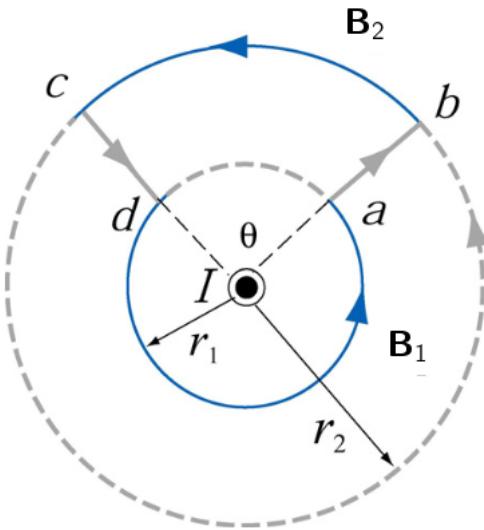


Figura 18 – Laço amperiano passando por duas linhas de campo magnético. O ponto no centro significa que o sentido da corrente elétrica está “saindo do plano do papel”.

magnético no contorno *abcda* é

$$\begin{aligned}
 \oint_{\text{abcda}} \mathbf{B} \cdot d\mathbf{s} &= \oint_{ab} \mathbf{B} \cdot d\mathbf{s} + \oint_{bc} \mathbf{B} \cdot d\mathbf{s} + \oint_{cd} \mathbf{B} \cdot d\mathbf{s} + \oint_{da} \mathbf{B} \cdot d\mathbf{s} \\
 &= 0 + B_2(r_2\theta) + 0 + B_1[r_1(2\pi - \theta)] \\
 &= \frac{\mu_0 I}{2\pi r_2}(r_2\theta) + \frac{\mu_0 I}{2\pi r_1}[r_1(2\pi - \theta)] \\
 &= \frac{\mu_0 I}{2\pi}\theta + \frac{\mu_0 I}{2\pi}(2\pi - \theta) \\
 &= \mu_0 I.
 \end{aligned}$$

Vemos o mesmo resultado se o laço amperiano envolve uma ou duas linhas de campo magnético e, usando coordenadas cilíndricas, podemos demonstrar que o mesmo resultado é válido para uma quantidade arbitrária de linhas de campo magnético. Ou seja, a integral de linha do campo magnético através de qualquer laço amperiano fechado é proporcional à corrente elétrica inscrita no laço. A *Lei de Ampère* é dada por

$$\oint_s \mathbf{B} \cdot d\mathbf{s} = \mu_0 I.$$

Analogamente à lei de Gauss para campos elétricos, para ser aplicada a lei de Ampère é necessário que o laço possua alguma simetria em relação ao fio. No caso de um fio condutor suficientemente comprido para que suas extremidades não interfiram na aplicação, temos uma simetria cilíndrica e a lei de Ampère pode ser aplicada normalmente. Caso o fio não seja suficientemente comprido, devemos utilizar a lei de Biot-Savart.

Agora considere a seguinte situação, descrita por Maxwell, onde o circuito elétrico está interrompido por um capacitor. Como vimos pela lei de Ampère, o campo magnético depende somente da corrente no circuito e do comprimento da circunferência que limita a

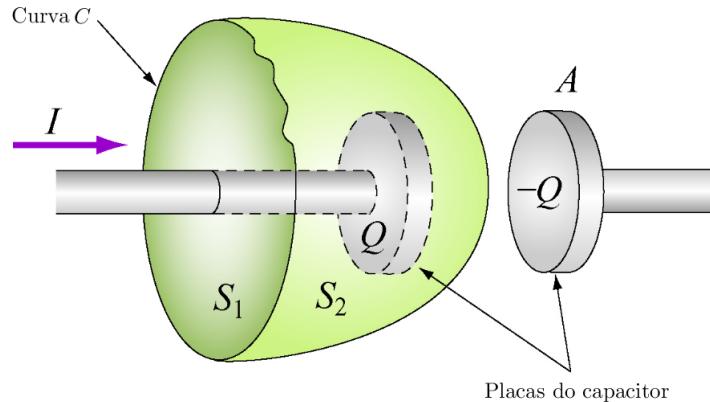


Figura 19 – Quando há corrente no circuito, cargas positivas se acumulam numa placa do capacitor assim como cargas negativas se acumulam na outra placa. Tal acúmulo gera um fluxo elétrico variável entre as placas.

superfície atravessada pelo fio condutor, e não depende dessa superfície em si. Portanto, o campo magnético referente à curva C da figura 19 pode ser calculado considerando a superfície S_1 ou a superfície S_2 . A superfície S_1 é atravessada pela corrente I a qual produz o campo magnético \mathbf{B} , mas superfície S_2 não é atravessada por I e, no entanto, é produzido o mesmo campo magnético \mathbf{B} . Assim podemos sugerir que exista um outro fenômeno físico entre as placas do capacitor que seja responsável pela geração de \mathbf{B} . À medida que o capacitor vai sendo carregado, cargas elétricas opostas vão se acumulando em suas placas gerando um campo elétrico variável entre as placas, o qual produz um fluxo elétrico variável através da área da placa do capacitor. Maxwell mostrou que o produto da variação desse fluxo elétrico pela permissividade elétrica no vácuo era numericamente igual à corrente I , e por isso produzia o mesmo campo \mathbf{B} quando integrado ao longo da curva C ,

$$I_d = \epsilon_0 \frac{d\phi_E}{dt}.$$

Tal produto foi denominado *corrente deslocada* e foi adicionado à lei de Ampère, a qual se tornou a *lei de Ampére generalizada ou lei de Ampère-Maxwell*,

$$\oint_s \mathbf{B} \cdot d\mathbf{s} = \mu_0 I + \mu_0 \epsilon_0 \frac{d\phi_E}{dt}. \quad (4.13)$$

Note que quando consideramos a superfície S_1 , $I_d = 0$ já que o fluxo elétrico é constante e assim \mathbf{B} é dado somente por I . Quando consideramos a superfície S_2 , $I = 0$ e \mathbf{B} é dado somente por I_d .

4.2.3 A Lei de Faraday

Analogamente ao caso da força gravitacional, o *trabalho* W_e realizado por uma força elétrica \mathbf{F}_e para levar uma carga elétrica q de um ponto A até um ponto B é definido como

$$W_e = \int_A^B \mathbf{F}_e \cdot d\mathbf{s}. \quad (4.14)$$

A diferença entre a *energia potencial* U em cada um dos pontos A e B é o que ocasiona o deslocamento da carga, assim a variação da energia potencial tem definição

$$\Delta U = U_b - U_a = - \int_A^B \mathbf{F}_e \cdot d\mathbf{s} = -W_e. \quad (4.15)$$

A *diferença de potencial elétrico*, ΔV , também chamada *ddp*, é a variação da energia potencial por unidade de carga elétrica q . Utilizando a equação 4.2, que relaciona força elétrica e campo elétrico, podemos definir a ddp como

$$\Delta V = - \int_A^B \frac{\mathbf{F}_e}{q} \cdot d\mathbf{s} = - \int_A^B \mathbf{E} \cdot d\mathbf{s} \quad (4.16)$$

A ddp representa a quantidade de trabalho por unidade de carga para mover a carga do ponto A ao ponto B e sua unidade de medida no SI é o volt ($V = \frac{J}{C}$). Observe nas definições acima que só importa os valores no pontos A e B , e não importa necessariamente o caminho que a carga vai percorrer de um ponto até o outro.

Agora, num circuito elétrico fechado, as cargas percorrem um determinado caminho a partir de uma fonte de energia elétrica. Essa fonte é chamada de *força eletromotriz*, representada por ε , e que pode ser pensada como uma “bomba” de cargas que as impulsiona de um potencial menor para um potencial maior. A força eletromotriz é definida como o trabalho realizado para mover uma carga unitária na direção de maior potencial, matematicamente,

$$\varepsilon = \frac{dW_e}{dq},$$

também medida em volt. Como o campo magnético não produz trabalho, o trabalho realizado sobre o movimento das cargas é devido a um campo elétrico e para escrever a força eletromotriz em termos do campo elétrico de forma análoga ao que foi feito nas equações 4.14, 4.15 e 4.16, devemos utilizar uma integral de linha, pois nesse caso a corrente percorre um determinado caminho. Como o campo elétrico é não-conservativo (senão não haveria corrente) o valor da integral na equação 4.16 é diferente de zero. Assim,

$$\varepsilon = \oint_s \mathbf{E} \cdot d\mathbf{s}. \quad (4.17)$$

O *fluxo magnético* é definido de maneira similar ao fluxo elétrico e seu entendimento também pode ser acompanhado pela figura 11. O fluxo magnético através de uma superfície é definido como

$$\phi_{\mathbf{B}} = \mathbf{B} \cdot \mathbf{A} = B A \cos \theta,$$

onde o vetor área é $\mathbf{A} = A \mathbf{n}$, \mathbf{n} é o vetor normal à superfície atravessada, A é a magnitude da área, $B = \mathbf{B} \cdot \mathbf{n}$ é a componente do campo magnético na direção do vetor normal e θ é o ângulo entre \mathbf{B} e \mathbf{A} . Tomando um elemento infinitesimal da área e integrando sobre a superfície o fluxo magnético é

$$\phi_{\mathbf{B}} = \iint_S \mathbf{B} \cdot d\mathbf{A}, \quad (4.18)$$

medido em *Weber*, T/m^2 .

Em 1831, Faraday descobriu que se pode criar um campo elétrico variando um campo magnético em função do tempo num fenômeno que foi batizado de *indução eletromagnética*. Um dos experimentos de Faraday (simbolizado pela figura 20) consiste em movimentar um ímã dentro de uma bobina feita de fio condutor onde se pode observar a geração de uma corrente elétrica, como se a bobina estivesse conectada à fonte de força eletromotriz. O experimento mostra que a força eletromotriz induzida é proporcional à taxa (negativa) de variação do fluxo magnético através da bobina, a *lei de Faraday* é

$$\varepsilon = -\frac{d\phi_{\mathbf{B}}}{dt}.$$

Podemos reescrever a lei de Faraday usando a equação 4.17,

$$\varepsilon = \oint_s \mathbf{E} \cdot d\mathbf{s} = -\frac{d\phi_{\mathbf{B}}}{dt}, \quad (4.19)$$

o que implica que a variação do fluxo magnético induz um campo elétrico não-conservativo que varia com o tempo, diferente do campo elétrico conservativo gerado por cargas elétricas estacionárias.

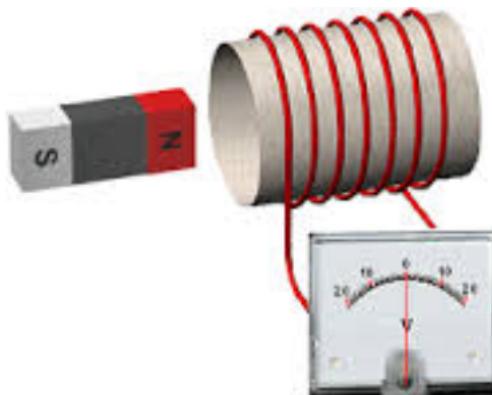


Figura 20 – Experimento de indução eletromagnética promovido por Michael Faraday.

4.3 Equações de Maxwell

Vimos pela equação 4.6, que o fluxo elétrico através de uma superfície fechada é proporcional à quantidade de carga elétrica enclausurada por essa superfície. Quando temos uma quantidade de carga muito grande devemos calcular o fluxo elétrico devido à densidade

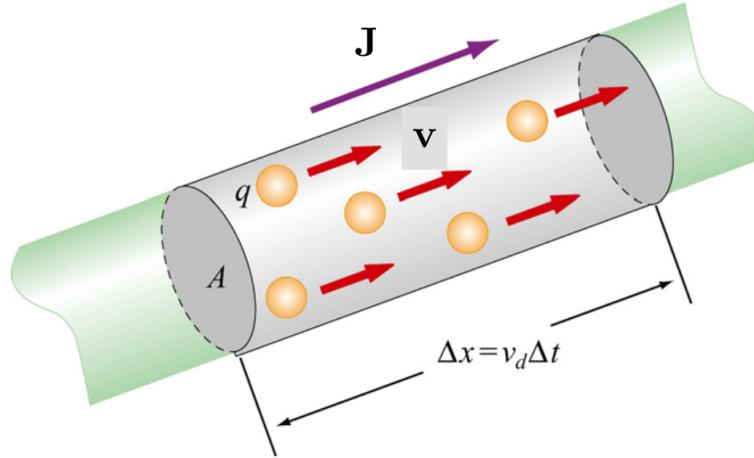


Figura 21 – Cargas elétricas fluindo no intervalo Δx de um condutor com área de seção transversal A .

carga, e substituindo a equação 4.4 na equação 4.6 temos

$$\begin{aligned} \iint_S \mathbf{E} \cdot d\mathbf{A} &= \frac{q}{\epsilon_0} \\ &= \frac{Q}{\epsilon_0} \\ &= \frac{1}{\epsilon_0} \iiint_V \rho_e dV \\ \iint_S \epsilon_0 \mathbf{E} \cdot d\mathbf{A} &= \iiint_V \rho_e dV. \end{aligned}$$

A equação acima é conhecida como a primeira equação de Maxwell para o eletromagnetismo escrita na forma integral.

A segunda equação de Maxwell é similar à primeira e, como não existem monopolos magnéticos, tal equação fica definida como a propria equação 4.10 já discutida na subseção 4.2.1,

$$\iint_S \mathbf{B} \cdot d\mathbf{A} = 0.$$

A *corrente elétrica média* é definida como a taxa com que uma quantidade de carga atravessa uma determinada área de seção transversal de um meio condutor,

$$I_m = \frac{\Delta Q}{\Delta t},$$

medida em coulomb por segundo (C/s) no SI. Em termos microscópicos, a quantidade de carga que atravessa uma superfície infinitesimal num determinado tempo é dada em função da *densidade de corrente elétrica* \mathbf{J} ,

$$I = \iint_S \mathbf{J} \cdot d\mathbf{A}, \quad (4.20)$$

onde a densidade de corrente elétrica é medida em (A/m^2) no SI. Observando a figura 21 que mostra uma corrente fluindo num condutor, onde q é a carga elétrica de cada partícula,

n é quantidade de partículas num determinado volume do condutor e Δx é o comprimento do mesmo, temos que a quantidade de carga nesse volume é $\Delta Q = n q (A \Delta x)$. Se as partículas se movem com velocidade v , então a posição a cada intervalo de tempo é dada por $\Delta x = v \Delta t$, e a corrente elétrica média nesse intervalo do condutor é

$$I_m = \frac{\Delta Q}{\Delta t} = n q A v.$$

Como a densidade de corrente é a corrente média por área, temos que a mesma pode ser escrita como

$$\mathbf{J} = n q \mathbf{v}. \quad (4.21)$$

A terceira equação de Maxwell em sua forma integral pode ser obtida substituindo as equações 4.21 e 4.6 na equação 4.13,

$$\begin{aligned} \oint_s \mathbf{B} \cdot d\mathbf{s} &= \mu_0 I + \mu_0 \epsilon_0 \frac{d\phi_E}{dt} \\ \oint_s \frac{\mathbf{B}}{\mu_0} \cdot d\mathbf{s} &= \iint_S \mathbf{J} \cdot d\mathbf{A} + \frac{d}{dt} \iint_S \epsilon_0 \mathbf{E} \cdot d\mathbf{A} \end{aligned}$$

A quarta e última equação de Maxwell é obtida substituindo a equação do fluxo magnético 4.18 na lei de Faraday 4.19,

$$\begin{aligned} \oint_s \mathbf{E} \cdot d\mathbf{s} &= -\frac{d\phi_B}{dt} \\ \oint_s \mathbf{E} \cdot d\mathbf{s} &= -\frac{d}{dt} \iint_S \mathbf{B} \cdot d\mathbf{A}. \end{aligned}$$

Todos os fenômenos eletromagnéticos são governados por essas quatro equações de Maxwell e os últimos duzentos anos acumularam evidências suficientes para tal fato. Como vimos, todas as equações têm princípios experimentais, são deduzidas formalmente em termos de cálculo diferencial e integral, e são satisfeitas pelas variáveis físicas ρ_e e \mathbf{J} que são as fontes dos campos elétrico e magnético respectivamente. As equações são summarizadas a seguir:

$$\iint_S \epsilon_0 \mathbf{E} \cdot d\mathbf{A} = \iiint_V \rho_e dV, \quad (4.22)$$

$$\iint_S \mathbf{B} \cdot d\mathbf{A} = 0, \quad (4.23)$$

$$\oint_s \frac{\mathbf{B}}{\mu_0} \cdot d\mathbf{s} = \iint_S \mathbf{J} \cdot d\mathbf{A} + \frac{d}{dt} \iint_S \epsilon_0 \mathbf{E} \cdot d\mathbf{A}, \quad (4.24)$$

$$\oint_s \mathbf{E} \cdot d\mathbf{s} = -\frac{d}{dt} \iint_S \mathbf{B} \cdot d\mathbf{A}. \quad (4.25)$$

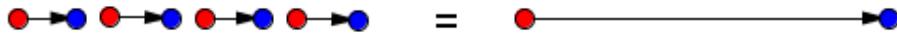


Figura 22 – As cargas em vermelho são negativas e em azul as positivas.

4.4 Generalizações da teoria

4.4.1 Ação do campo elétrico na matéria

Nosso intuito é utilizar as equações de Maxwell para ajudar a determinar a composição de uma determinada região da subsuperfície. As informações sobre as propriedades eletromagnéticas de um material que compõe uma região dependem dos parâmetros ρ_e e \mathbf{J} de cada região, e esses parâmetros são usados para definir e inserir nas equações de Maxwell dois campos vetoriais, \mathbf{D} e \mathbf{H} , que estão diretamente ligados às características do meio como veremos a seguir.

De acordo com [Griffiths(1999)], um átomo eletricamente neutro também tem algumas de suas características alteradas quando expostos a campo elétrico \mathbf{E} , pois as cargas positivas (no núcleo) são empurradas numa direção e as cargas negativas (elétrons) são empurradas num sentido oposto. Na verdade, se o campo elétrico é muito forte, pode ser criada uma alteração permanente “ionizando” o átomo. A aplicação de campo elétrico não tão extremo faz com que um equilíbrio seja rapidamente estabilizado criando um centro de cargas positivas e outro de cargas negativas deixando o átomo *polarizado*, o qual agora passa a ter um pequeno *momento de dipolo elétrico*, \mathbf{p} , que tem a mesma direção do campo elétrico e é proporcional ao mesmo.

$$\mathbf{p} = \alpha \mathbf{E},$$

onde α é a constante de *polarizabilidade atômica*.

Numa substância dielétrica (isolante) qualquer quando exposta a um campo elétrico, cada átomo eletricamente neutro gera um pequeno momento de dipolo elétrico que se alinha como o campo aplicado. Se as moléculas já possuem naturalmente um momento de dipolo, todos eles experimentam um torque e também se alinham ao campo elétrico, assim a substância se torna polarizada e podemos definir a *polarização* \mathbf{P} de uma substância como o momento de dipolo elétrico por unidade de volume,

$$\mathbf{P} = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\mathbf{p}}{\Delta V}. \quad (4.26)$$

Suponha que temos uma longa cadeia de dipolos conforme a figura 22, onde cada concentração de cargas se cancela com a concentração vizinha mas que ao final restarão duas concentrações de cargas opostas, como se vários pequenos deslocamentos resultassem num único deslocamento maior. As cargas nas extremidades são chamadas *cargas de fronteira* e para calcular o acúmulo dessas cargas resultantes de uma polarização \mathbf{P} vamos considerar um tubo feito de um material dielétrico paralelo a \mathbf{P} de acordo com a figura 23. Sendo P a

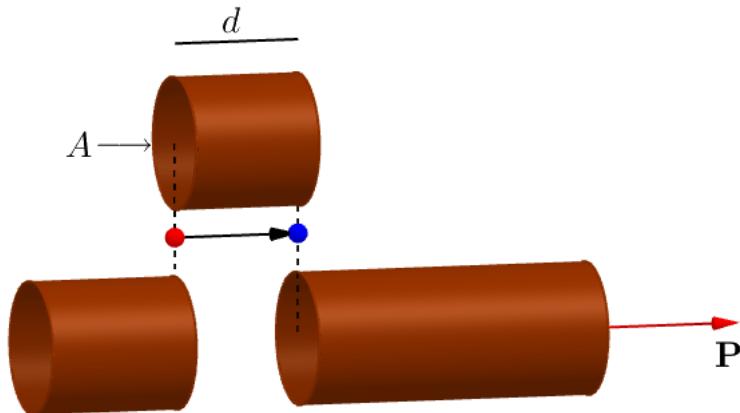


Figura 23 – Momento de dipolo elétrico numa pequena amostra do cilindro.

polarização de uma minúscula amostra do volume, A a área de seção transversal do tubo e d o comprimento da amostra, temos que o momento de dipolo da amostra é dado por $P A d$. Em termos de carga elétrica, esse momento de dipolo também pode ser definido como $q d$, onde q é a carga elétrica no limite direito da amostra, e de onde se deduz que $q = P A$. Com a polarização, cargas são acumuladas no interior do corpo formando uma densidade de carga de polarização ρ_p , ocorrendo então um fenômeno de divergência da polarização através da superfície do tubo análogo ao fenômeno da lei de Gauss. Assim, como um corpo dielétrico é eletricamente neutro, a quantidade total de carga negativa acumulada no interior do tubo é igual e oposta à quantidade de carga positiva empurrada através da superfície,

$$\iiint_V \rho_p dV = - \oint_S \mathbf{P} \cdot d\mathbf{A}. \quad (4.27)$$

Um meio não possui somente cargas de polarização mas também pode possuir *cargas livres*, as quais se movimentam livremente sob a ação de um campo elétrico. Denotando por Q_f a quantidade de cargas livres e Q_p as cargas de polarização, temos que a quantidade total de cargas de um meio qualquer é dada por

$$Q = Q_f + Q_p,$$

e usando a equação 4.4, temos que a densidade de carga do meio é

$$\iiint_V \rho_e dV = \iiint_V \rho_f dV + \iiint_V \rho_p dV. \quad (4.28)$$

Substituindo a equação 4.28 na equação 4.22, a lei de Gauss para o fluxo elétrico se torna

$$\oint_S \epsilon_0 \mathbf{E} \cdot d\mathbf{A} = \iiint_V \rho_f dV + \iiint_V \rho_p dV. \quad (4.29)$$

Substituindo a equação 4.29 na equação 4.27, temos uma relação entre as cargas livres e

de polarização com a lei de Gauss,

$$\begin{aligned}\oint\!\oint_S \epsilon_0 \mathbf{E} \cdot d\mathbf{A} &= \iiint_V \rho_f dV + \iiint_V \rho_p dV \\ \oint\!\oint_S \epsilon_0 \mathbf{E} \cdot d\mathbf{A} &= \iiint_V \rho_f dV + \oint\!\oint_S \mathbf{P} \cdot d\mathbf{A} \\ \oint\!\oint_S (\epsilon_0 \mathbf{E} - \mathbf{P}) \cdot d\mathbf{A} &= \iiint_V \rho_f dV,\end{aligned}$$

onde a expressão $\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E} - \mathbf{P}$ é chamada *campo de densidade de fluxo elétrico*, e por fim

$$\oint\!\oint_S \mathbf{D} \cdot d\mathbf{A} = \iiint_V \rho_f dV.$$

Para muitas substâncias, a polarização é proporcional ao campo elétrico

$$\mathbf{P} = \epsilon_0 \chi_e \mathbf{E},$$

onde χ_e é a *susceptibilidade elétrica* do meio e depende das características deste, os quais são chamados *dielétricos lineares*. Substituindo essa relação na equação do campo de densidade de fluxo elétrico temos

$$\begin{aligned}\mathbf{D} &= \epsilon_0 \mathbf{E} - \mathbf{P} \\ &= \epsilon_0 \mathbf{E} - \epsilon_0 \chi_e \mathbf{E} \\ &= \epsilon_0 (1 - \chi_e) \mathbf{E} \\ &= \epsilon \mathbf{E},\end{aligned}\tag{4.30}$$

e assim vemos que, para materiais dielétricos lineares, \mathbf{D} também é proporcional a \mathbf{E} , onde ϵ é chamado *permissividade elétrica do meio*.

4.4.2 Ação de campo magnético na matéria

Vimos na subseção 4.2.2 que correntes elétricas geram campos magnéticos, mas na verdade todos os fenômenos magnéticos são devidos a cargas elétricas em movimento. Se examinarmos um material magnético qualquer em nível atômico, encontraremos pequenas correntes, as do elétron orbitando o núcleo do átomo e a rotação de cada elétron em torno de seu próprio eixo. Em termos macroscópicos essas correntes em laços são tão pequenas que são tratados como o *momento de dipolo magnético*, \mathbf{m} , similar ao que foi feito para o momento de dipolo elétrico. Quando um campo magnético externo é aplicado ocorre o alinhamento desses dipolos magnéticos e o corpo se torna magneticamente polarizado ou *magnetizado*. O estado de polarização magnética de um material é medido pelo momento de dipolo magnético por unidade infinitesimal de volume, ou *magnetização*

$$\mathbf{M} = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\mathbf{m}}{\Delta V}.$$

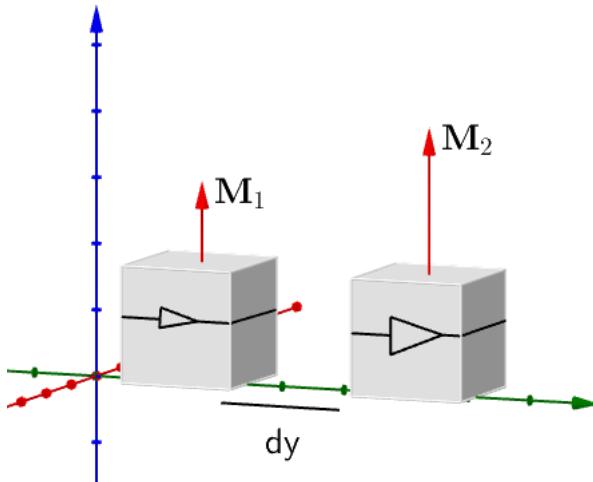


Figura 24 – A magnetização não uniforme produz densidade de corrente de magnetização.

A densidade de corrente elétrica pode ser composta pelas *densidade de correntes livres* \mathbf{J}_f , *densidade de correntes de polarização* \mathbf{J}_p e *densidade de correntes de magnetização* \mathbf{J}_m . Quando a magnetização de um material é uniforme, as correntes dos laços internos (sem considerar a superfície) se cancelam e não há a geração de densidade de correntes de magnetização, e quando a magnetização é não uniforme a diferença entre as correntes em cada laço faz com que \mathbf{J}_m seja diferente de zero. Na figura 24 é apresentado um exemplo com duas amostras infinitesimais de um material juntamente com os vetores que indicam a intensidade e a direção da magnetização, e os triângulos que indicam o sentido e intensidade da corrente. Nas superfícies onde as amostras se juntam a corrente final na direção do eixo x é dada pela diferença entre as correntes em cada amostra, geradas por suas respectivas magnetizações na direção do eixo z . Analogamente, sendo a magnetização no sentido do eixo y , a corrente resultante também será na direção do eixo x mas em sentido oposto. Usando essa diferença de sentido das correntes resultantes e a equação 4.21 podemos demonstrar que a densidade de corrente de magnetização é dada por

$$\iint_S \mathbf{J}_m \cdot d\mathbf{A} = \oint_s \mathbf{M} \cdot d\mathbf{s}. \quad (4.31)$$

Se a concentração de cargas em um volume muda, então essa diferença entre a quantidade inicial e a final tem que ter passado pela superfície (saindo ou entrando) que enclausura o volume. Assim, a variação no tempo de uma quantidade carga saindo de um certo volume é igual a corrente que atravessa a superfície desse volume. Considerando a densidade de cargas e correntes de polarização, e usando as equações 4.4 e 4.21, temos

$$\begin{aligned} \frac{dQ}{dt} &= - \iint_S \mathbf{J}_p \cdot d\mathbf{A} \\ \iiint_V \frac{\partial}{\partial t} \rho_p dV &= - \iint_S \mathbf{J}_p \cdot d\mathbf{A}. \end{aligned}$$

Mas, pela equação 4.27, podemos escrever

$$\iint_S \mathbf{J}_p \cdot d\mathbf{A} = \iint_S \mathbf{P} \cdot d\mathbf{A}. \quad (4.32)$$

Considerando os três tipos de densidade de correntes, \mathbf{J}_f , \mathbf{J}_p e \mathbf{J}_m , podemos escrever a lei de Ampère generalizada dada pela equação 4.24 na forma

$$\oint_s \frac{\mathbf{B}}{\mu_0} \cdot d\mathbf{s} = \iint_S \mathbf{J} \cdot d\mathbf{A} + \frac{d}{dt} \iint_S \epsilon_0 \mathbf{E} \cdot d\mathbf{A}$$

$$\oint_s \frac{\mathbf{B}}{\mu_0} \cdot d\mathbf{s} - \frac{d}{dt} \iint_S \epsilon_0 \mathbf{E} \cdot d\mathbf{A} = \iint_S \mathbf{J}_f \cdot d\mathbf{A} + \iint_S \mathbf{J}_p \cdot d\mathbf{A} + \iint_S \mathbf{J}_m \cdot d\mathbf{A}.$$

Substituindo as equações 4.31 e 4.32, podemos reescrever a lei de Ampère generalizada como

$$\oint_s \frac{\mathbf{B}}{\mu_0} \cdot d\mathbf{s} - \frac{d}{dt} \iint_S \epsilon_0 \mathbf{E} \cdot d\mathbf{A} = \iint_S \mathbf{J}_f \cdot d\mathbf{A} + \iint_S \mathbf{P} \cdot d\mathbf{A} + \oint_s \mathbf{M} \cdot d\mathbf{s}$$

$$\oint_s \left(\frac{\mathbf{B}}{\mu_0} - \mathbf{M} \right) \cdot d\mathbf{s} = \iint_S \mathbf{J}_f \cdot d\mathbf{A} + \frac{d}{dt} \iint_S (\epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}) \cdot d\mathbf{A},$$

onde $\frac{1}{\mu_0} \mathbf{B} - \mathbf{M} = \mathbf{H}$ é definido como o *campo magnético auxiliar*. Em atividades experimentais é mais fácil medir o campo \mathbf{E} a partir da aplicação de uma diferença de potencial num circuito elétrico do que medir o campo \mathbf{D} a partir da concentração de cargas elétricas. Com o campo \mathbf{H} acontece o contrário, é mais fácil medi-lo a partir da corrente elétrica numa bobina do que medir o campo magnético \mathbf{B} , já que este último depende do tipo de material usado. Portanto, alguns pesquisadores e autores costumam chamar \mathbf{H} de campo magnético e \mathbf{B} de campo de densidade de fluxo magnético, mas esta última definição, como vimos, pode se confundir com outro tipo de medida, $\phi_{\mathbf{B}}$.

Para algumas substâncias, a magnetização é proporcional ao campo magnético auxiliar

$$\mathbf{M} = \chi_m \mathbf{H},$$

onde χ_m é a *susceptibilidade magnética do meio* e depende das características deste. Substituindo essa última equação na equação do campo magnético auxiliar temos

$$\begin{aligned} \mathbf{B} &= \mu_0 (\mathbf{H} + \mathbf{M}) \\ &= \mu_0 (\mathbf{H} + \chi_m \mathbf{H}) \\ &= \mu_0 (1 + \chi_m) \mathbf{H} \\ &= \mu \mathbf{H}, \end{aligned} \quad (4.33)$$

onde μ é a *permeabilidade magnética do meio*.

Assim, podemos escrever as equações de Maxwell considerando a ação dos campos elétrico e magnético na matéria como

$$\oint_S \mathbf{D} \cdot d\mathbf{A} = \iiint_V \rho_f dV, \quad (4.34)$$

$$\oint_S \mathbf{B} \cdot d\mathbf{A} = 0, \quad (4.35)$$

$$\oint_s \mathbf{H} \cdot d\mathbf{s} = \iint_S \mathbf{J}_f \cdot d\mathbf{A} + \frac{d}{dt} \oint_S \mathbf{D} \cdot d\mathbf{A}, \quad (4.36)$$

$$\oint_s \mathbf{E} \cdot d\mathbf{s} = -\frac{d}{dt} \iint_S \mathbf{B} \cdot d\mathbf{A}. \quad (4.37)$$

4.4.3 Forma diferencial das Equações de Maxwell

Experimentalmente tem-se obtido excelentes resultados aplicando as equações de Maxwell em sua forma diferencial, onde são assumidas algumas hipóteses acerca da diferenciabilidade dos campos envolvidos. Utilizando essas hipóteses, podemos transcrever as equações da forma integral para a forma diferencial.

Portanto, considerando uma região fechada do espaço \mathbb{R}^3 de volume V e limitada pela superfície A , temos pela equação 4.34 que

$$\oint_S \mathbf{D} \cdot d\mathbf{A} = \iiint_V \rho_f dV.$$

Supondo que o campo de densidade de fluxo elétrico seja de classe C^1 , podemos usar o teorema da Divergência

$$\oint_S \mathbf{D} \cdot d\mathbf{A} = \iiint_V \nabla \cdot \mathbf{D} dV,$$

e realizar a substituição

$$\iiint_V \nabla \cdot \mathbf{D} dV = \iiint_V \rho_f dV.$$

Como a relação acima é válida para qualquer volume V e supondo ρ_f contínuo, podemos reescrever a primeira equação de Maxwell como

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho_f.$$

Analogamente à situação anterior, usando ainda o teorema da Divergência e supondo que o campo magnético \mathbf{B} seja de classe C^1 , podemos escrever a segunda equação de Maxwell, equação 4.35, como

$$\iiint_V \nabla \cdot \mathbf{B} dV = 0$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0.$$

Utilizando o teorema de Stokes e considerando que o campo magnético auxiliar \mathbf{H} seja de classe C^1 , temos

$$\oint_S \mathbf{H} \cdot d\mathbf{s} = \iint_S (\nabla \times \mathbf{H}) \cdot d\mathbf{A}.$$

Supondo que a superfície A seja constante no tempo, podemos substituir a expressão anterior na lei de Ampère-Maxwell (equação 4.36) para chegar a

$$\iint_S (\nabla \times \mathbf{H}) \cdot d\mathbf{A} - \iint_S \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{D} \cdot d\mathbf{A} = \iint_S \mathbf{J}_f \cdot d\mathbf{A}.$$

Matematicamente não podemos usar a arbitrariedade de escolha da superfície A , mas resultados experimentais tem sustentado que, de fato,

$$\nabla \times \mathbf{H} - \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{D} = \mathbf{J}_f.$$

Com desenvolvimento similar ao anterior, podemos deduzir que a forma diferencial da quarta equação de Maxwell, equação 4.37, é

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{B}.$$

Sumarizando as equações de Maxwell em suas formas diferenciais e considerando as propriedades eletromagnéticas do meio, temos

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho_f, \quad (4.38)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (4.39)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J}_f + \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{D}, \quad (4.40)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{B}. \quad (4.41)$$

4.4.4 Condições de Contorno entre Meios de Diferentes Composições

Segundo [Jackson(1999)], as equações de Maxwell em suas formas integrais (4.34 a 4.37) podem ser usadas para dedução de relações envolvendo as componentes tangenciais e normais dos campos elétrico e magnético em ambos os lados da superfície de contato entre dois meios com características eletromagnéticas diferentes. Para a utilização das equações 4.34 e 4.35, consideramos um cilindro com altura infinitesimal onde cada uma de suas bases circulares pertencem a uma das camadas em questão. E para estudar as equações 4.36 e 4.37, utilizamos um circuito retangular também de altura infinitesimal com cada um dos lados maiores pertencentes a uma das camadas. O esquema geométrico dessa abordagem pode ser visto na figura 25. Como a altura do cilindro tende a zero, a

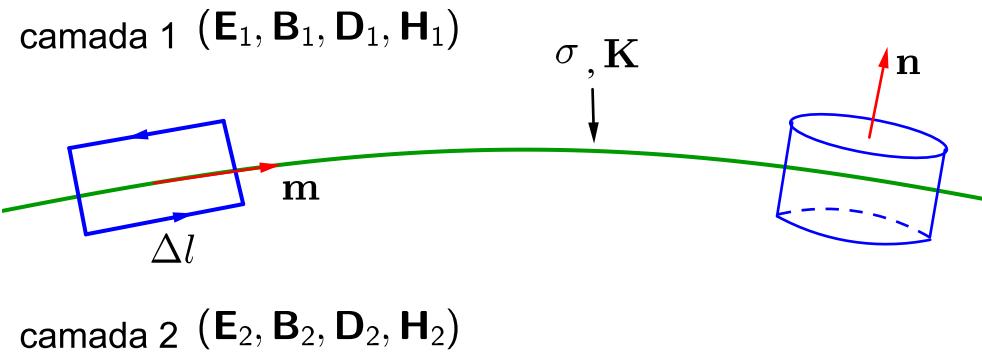


Figura 25 – As densidades de carga e corrente superficiais presentes na interface de contato entre as camadas geram descontinuidades na propagação do campo de densidade de fluxo elétrico e campo magnético auxiliar, respectivamente.

superfície lateral do cilindro não contribui para o cálculo da integral do lado esquerdo da equação 4.34, ou seja, a contribuição total é devida somente às áreas das bases que são paralelas entre si e tangentes a superfície que separa as duas camadas. Nessas condições temos

$$\oint_S \mathbf{D} \cdot d\mathbf{A} = (\mathbf{D}_2 - \mathbf{D}_1) \cdot \mathbf{n} \Delta A,$$

onde \mathbf{D}_i é o campo de densidade de fluxo elétrico nas camadas 1 e 2, e \mathbf{n} é o vetor normal à superfície infinitesimal dA . Se a densidade volumétrica de carga é singular na superfície de contato de forma a produzir uma densidade de carga superficial, σ , então a integral do lado direito da equação 4.34 fica

$$\iiint_V \rho_f dV = \sigma \Delta A.$$

Assim, a componente normal da diferença entre os campos de densidade de fluxo elétrico em cada camada é dado por

$$(\mathbf{D}_2 - \mathbf{D}_1) \cdot \mathbf{n} = \sigma.$$

Usando a definição de *salto* da componente normal de um campo encontrada em [Dunkin and Eringen] temos

$$(\mathbf{D}_2 - \mathbf{D}_1) \cdot \mathbf{n} = [[\mathbf{D}]]_n = \sigma. \quad (4.42)$$

Analogamente, podemos determinar o salto da componente normal do campo magnético a partir da equação 4.35,

$$(\mathbf{B}_2 - \mathbf{B}_1) \cdot \mathbf{n} = [[\mathbf{B}]]_n = 0.$$

Ou seja, a componente normal do campo magnético é contínua na transição das camadas, e a descontinuidade da componente normal do campo de densidade de fluxo elétrico é igual a densidade superficial de carga no ponto de transição.

Agora vamos utilizar um circuito Stokesiano para determinar as componentes dos campos elétrico e magnético auxiliar que são tangenciais à superfície de separação das camadas. Considerando desprezível a altura da superfície formada pelo circuito retangular

da figura 25, e que seus outros dois lados são paralelos e têm comprimento Δl , então o lado esquerdo da equação 4.36 é calculado como

$$\oint_s \mathbf{H} \cdot d\mathbf{s} = (\mathbf{H}_2 - \mathbf{H}_1) \cdot (\mathbf{n} \times \mathbf{t}) \Delta l. \quad (4.43)$$

As integrais do lado direito da equação 4.36 não zeram se há uma densidade de corrente superficial se deslocando na superfície de contato. Nessas circunstâncias podemos escrever

$$\iint_S \mathbf{J}_f \cdot d\mathbf{A} + \frac{d}{dt} \iint_S \mathbf{D} \cdot d\mathbf{A} = \mathbf{K} \cdot \mathbf{t} \Delta l + 0, \quad (4.44)$$

onde \mathbf{K} é a densidade de corrente superficial, e \mathbf{t} é o vetor tangente à superfície de contato entre as camadas, e normal à área do circuito retangular, ou seja, $\mathbf{t} = \mathbf{m} \times \mathbf{n}$. A segunda parcela é zero pois a variação no tempo do campo de densidade de fluxo elétrico através de uma superfície é finita, e a superfície em questão (enclausurada pelo circuito retangular) é zero quando sua altura tende a zero. Igualando os resultados das equações 4.43 e 4.44 e aplicando as regras da análise vetorial temos

$$\mathbf{n} \times (\mathbf{H}_2 - \mathbf{H}_1) = [[\mathbf{H}]]_m = \mathbf{K}. \quad (4.45)$$

Similarmente ao desenvolvimento para o salto do campo magnético auxiliar, temos o salto do campo elétrico deduzido a partir da equação 4.37,

$$\mathbf{n} \times (\mathbf{E}_2 - \mathbf{E}_1) = [[\mathbf{E}]]_m = 0. \quad (4.46)$$

O lado direito da equação acima é zero pelo mesmo argumento dado anteriormente, a variação no tempo de um campo magnético finito através de uma superfície retangular nula, pois sua altura tende a zero. Pela equação 4.45 temos que a densidade de corrente superficial tem somente componentes paralelas à superfície de contato entre as camadas, e a componente tangencial do campo magnético auxiliar é descontinua por uma quantidade cuja magnitude é igual à magnitude da densidade de corrente superficial e cuja direção é paralela ao vetor $\mathbf{n} \times \mathbf{K}$. Pela equação 4.46 temos que a componente tangencial do campo elétrico através da interface é continua. As descontinuidades apresentadas nas equações 4.42 e 4.45 são prestativas para resolver as equações de Maxwell em diferentes regiões e conectar as soluções para obter campos para qualquer lugar do espaço.

5 Fundamentos de Elasticidade

5.1 Introdução

A teoria formal da propagação de ondas sísmicas repousa nas interações entre as partículas infinitesimais discretas do meio à medida que uma deformação se propaga. É muito difícil estudar individualmente cada uma dessas interações, mas dados experimentais que foram coletados como resultados dessas interações sugerem que as mesmas podem ser consideradas em conjunto. Assim, o estudo da propagação de ondas sísmicas através de camadas de subsuperfície num material discretizado pode ser feito considerando o meio como contínuo, e tais estudos são os objetos da *mecânica do contínuo*.

No desenvolvimento teórico da mecânica do contínuo não são consideradas as características atômicas da matéria bem como as interações entre essas partículas, ou seja, a matéria não é estudada do ponto de vista microscópico. Segundo [Slawinski(2007)], tal abordagem se justifica pelo fato de que a matéria é formada por partículas suficientemente pouco espaçadas e suas características e comportamento podem ser descritos por funções contínuas e diferenciáveis. Assim, é assumido que elementos infinitesimais da matéria têm as mesmas propriedades observadas em experimentos macroscópicos, pois essa hipótese permite a criação de um modelo matemático abstrato *efetivo* na descrição da realidade física. Neste capítulo podemos verificar o desenvolvimento teórico da mecânica do contínuo necessário ao entendimento do efeito magneto-elástico.

5.2 Fatos experimentais

A teoria sobre elasticidade está baseada em conceitos primitivos e conclusões estabelecidas a partir de fatos experimentais verificados em vários textos sobre o assunto como [Liu(2002)], [Tromp(1998)] e [Slawinski(2007)]. Adicionalmente, em geral as equações que governam a propagação de ondas em meios elásticos são não-lineares. Contudo, em experimentos sísmicos foi constatado que aspectos importantes da propagação de ondas podem ser analisados a partir de equações lineares, resultando numa abordagem chamada *teoria da elasticidade linearizada*.

5.2.1 Deformação

A *deformação* de um meio elástico contínuo é a mudança na posição dos pontos que compõem o corpo em relação uns aos outros. Ou seja, há uma mudança relativa entre os pontos e não um deslocamento do corpo como um todo e sem mudança de sua forma, caso em que teríamos um *movimento rígido*. Nesta subseção estamos interessados nas carac-

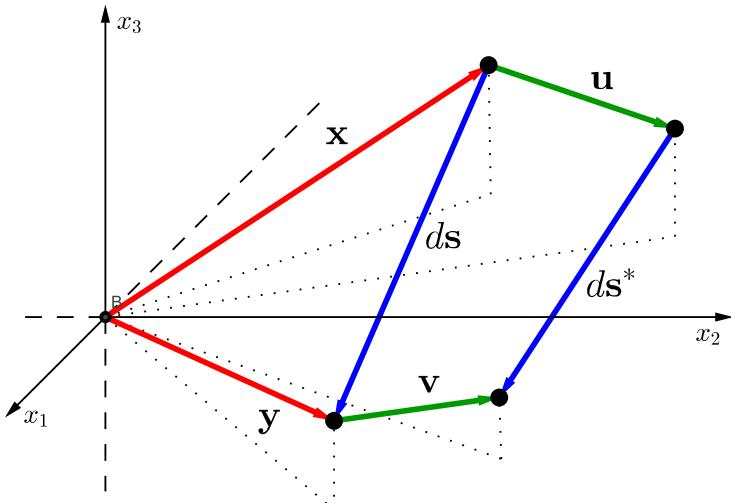


Figura 26 – Mudança na posição relativa entre os pontos que compõem um meio elástico contínuo.

terísticas geométricas relativas à deformação de um corpo. Não estamos considerando as causas de deformação de um corpo, como aplicação de carga ou variação de temperatura, nem discutiremos a composição do material, assumindo apenas que o mesmo seja contínuo e elástico. Assim, vamos relacionar as características geométricas de um corpo antes da deformação com as características após a deformação.

5.2.2 Dedução do Tensor de Deformações

Para determinar o tensor de deformações vamos considerar dois pontos pertencentes ao espaço \mathbb{R}^3 bastante próximos um do outro denotados por

$$\mathbf{x} = (x_1, x_2, x_3) \quad \text{e} \\ \mathbf{y} = \mathbf{x} + d\mathbf{s} = (x_1 + dx_1, x_2 + dx_2, x_3 + dx_3),$$

e que podem ser observados na figura 26. O quadrado da distância entre esses dois pontos é

$$\|d\mathbf{s}\|^2 = (dx_1)^2 + (dx_2)^2 + (dx_3)^2. \quad (5.1)$$

A aplicação de uma deformação depende do ponto de aplicação, ou seja, a deformação aplicada no ponto \mathbf{x} difere da aplicação no ponto \mathbf{y} . Caso o vetor que dá a deformação tenha componentes constantes, não teremos uma deformação relativa, apenas uma translação dos pontos. Assim, podemos definir o *vetor de deslocamento* para cada ponto de aplicação

$$\mathbf{u}(\mathbf{x}) = (u_1, u_2, u_3),$$

$$\mathbf{v}(\mathbf{y}) = (v_1, v_2, v_3),$$

e somá-los aos respectivos pontos \mathbf{x} e \mathbf{y} para obter suas posições após a deformação,

$$\begin{aligned}\mathbf{x}^* &= (x_1 + u_1, x_2 + u_2, x_3 + u_3) \\ \mathbf{y}^* &= (x_1 + dx_1 + v_1, x_2 + dx_2 + v_2, x_3 + dx_3 + v_3).\end{aligned}$$

Subtraindo, obtemos o vetor que dá a diferença entre os pontos após a deformação

$$d\mathbf{s}^* = (dx_1 + v_1 - u_1, dx_2 + v_2 - u_2, dx_3 + v_3 - u_3). \quad (5.2)$$

Como a variação entre os pontos \mathbf{x} e \mathbf{y} é infinitesimal, vamos aplicar a expansão de Taylor de segunda ordem em torno do ponto \mathbf{x} e desprezar o resto de Lagrange para escrever as componentes de \mathbf{v} em função das componentes de \mathbf{u} , aproximadamente,

$$\begin{aligned}v_1 &\approx u_1 + \frac{\partial u_1}{\partial x_1} \Big|_{\mathbf{x}} dx_1 + \frac{\partial u_1}{\partial x_2} \Big|_{\mathbf{x}} dx_2 + \frac{\partial u_1}{\partial x_3} \Big|_{\mathbf{x}} dx_3 \\ v_2 &\approx u_2 + \frac{\partial u_2}{\partial x_1} \Big|_{\mathbf{x}} dx_1 + \frac{\partial u_2}{\partial x_2} \Big|_{\mathbf{x}} dx_2 + \frac{\partial u_2}{\partial x_3} \Big|_{\mathbf{x}} dx_3 \\ v_3 &\approx u_3 + \frac{\partial u_3}{\partial x_1} \Big|_{\mathbf{x}} dx_1 + \frac{\partial u_3}{\partial x_2} \Big|_{\mathbf{x}} dx_2 + \frac{\partial u_3}{\partial x_3} \Big|_{\mathbf{x}} dx_3.\end{aligned}$$

Substituindo esses valores na equação 5.2, simplificando e introduzindo a notação de somatório temos

$$d\mathbf{s}^* \approx \left(dx_1 + \sum_{i=1}^3 \frac{\partial u_1}{\partial x_i} \Big|_{\mathbf{x}} dx_i, dx_2 + \sum_{i=1}^3 \frac{\partial u_2}{\partial x_i} \Big|_{\mathbf{x}} dx_i, dx_3 + \sum_{i=1}^3 \frac{\partial u_3}{\partial x_i} \Big|_{\mathbf{x}} dx_i \right).$$

O quadrado da distância entre os pontos após a deformação é dado por

$$\|d\mathbf{s}^*\|^2 \approx \left(dx_1 + \sum_{i=1}^3 \frac{\partial u_1}{\partial x_i} \Big|_{\mathbf{x}} dx_i \right)^2 + \left(dx_2 + \sum_{i=1}^3 \frac{\partial u_2}{\partial x_i} \Big|_{\mathbf{x}} dx_i \right)^2 + \left(dx_3 + \sum_{i=1}^3 \frac{\partial u_3}{\partial x_i} \Big|_{\mathbf{x}} dx_i \right)^2.$$

Abrindo cada uma das parcelas quadráticas, temos

$$\begin{aligned}\|d\mathbf{s}^*\|^2 &\approx (dx_1)^2 + 2 dx_1 \sum_{i=1}^3 \frac{\partial u_1}{\partial x_i} \Big|_{\mathbf{x}} dx_i + \left(\sum_{i=1}^3 \frac{\partial u_1}{\partial x_i} \Big|_{\mathbf{x}} dx_i \right)^2 \\ &\quad + (dx_2)^2 + 2 dx_2 \sum_{i=1}^3 \frac{\partial u_2}{\partial x_i} \Big|_{\mathbf{x}} dx_i + \left(\sum_{i=1}^3 \frac{\partial u_2}{\partial x_i} \Big|_{\mathbf{x}} dx_i \right)^2 \\ &\quad + (dx_3)^2 + 2 dx_3 \sum_{i=1}^3 \frac{\partial u_3}{\partial x_i} \Big|_{\mathbf{x}} dx_i + \left(\sum_{i=1}^3 \frac{\partial u_3}{\partial x_i} \Big|_{\mathbf{x}} dx_i \right)^2.\end{aligned}$$

Pela equação 5.1, a coluna da esquerda é $\|d\mathbf{s}\|^2$. Como estamos trabalhando com quantidades infinitesimais, podemos negligenciar a coluna da direita por se tratar do quadrado do gradiente de cada componente do vetor de deslocamento num produto escalar com o vetor que dá a distância entre os pontos \mathbf{x} e \mathbf{y} . A coluna do meio se desdobra em dezoito parcelas que podem ser reagrupadas num somatório duplo. Assim,

$$\|d\mathbf{s}^*\|^2 \approx \|d\mathbf{s}\|^2 + \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} \Bigg|_{\mathbf{x}} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \Bigg|_{\mathbf{x}} \right) dx_i dx_j,$$

onde o termo entre parênteses é definido como o *tensor de deformação* na teoria da elasticidade,

$$\varepsilon_{i,j} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} \Bigg|_{\mathbf{x}} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \Bigg|_{\mathbf{x}} \right), \quad \text{e} \quad i, j \in \{1, 2, 3\}.$$

Considerando deslocamentos infinitesimais, os componentes desse tensor nos permitem descrever as deformações associadas a esses deslocamentos entre os pontos iniciais. Analisando as entradas do tensor vemos que se o vetor de deslocamento é constante então $\varepsilon_{i,j} = 0$ para todo o tensor, e não há deformação, apenas movimento rígido como descrito anteriormente. Como se trata de uma matriz simétrica, no espaço \mathbb{R}^3 temos apenas seis componentes independentes para o tensor.

5.2.3 Interpretação Geométrica do Tensor de Deformação

Existem basicamente dois tipos de deformações descritas pelo tensor, uma onde podemos ter mudança de comprimento em alguma dimensão ocasionando mudança de volume, mas sem mudança na forma do corpo estudado. Outra com mudança na forma mas sem mudança de volume. Vamos analisar como cada entrada do tensor é responsável por alterações geométricas do meio.

5.2.3.1 Alteração Relativa de Comprimento

Considerando o caso unidimensional, vamos aplicar as deformações \mathbf{u} e \mathbf{v} aos pontos $\mathbf{x} = (x_1, 0, 0)$ e $\mathbf{y} = (x_1 + dx_1, 0, 0)$, respectivamente,

$$\mathbf{x}^* = (x_1 + u_1, u_2, u_3) \quad \text{e} \quad \mathbf{y}^* = (x_1 + dx_1 + v_1, v_2, v_3).$$

Calculando a distância entre os pontos após a deformação temos

$$ds^* = (dx_1 + v_1 - u_1, v_2 - u_2, v_3 - u_3).$$

Analogamente a subseção 5.2.2, vamos usar a expansão de Taylor e ignorar o resto de Lagrange para escrever a primeira componente de \mathbf{v} em função da primeira componente de \mathbf{u} .

$$v_1(\mathbf{y}) = u_1(\mathbf{x}) + \frac{\partial u_1}{\partial x_1} \Bigg|_{\mathbf{x}} dx_1 + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u_1}{\partial x_1^2} \Bigg|_{\mathbf{x}} (dx_1)^2 + \dots$$

Novamente, utilizando a aproximação para os dois primeiros termos e substituindo a primeira componente do vetor $d\mathbf{s}^*$, temos

$$dx_1^* \approx dx_1 + \frac{\partial u_1}{\partial x_1} \Big|_{\mathbf{x}} dx_1 \approx \left(1 + \frac{\partial u_1}{\partial x_1} \Big|_{\mathbf{x}} \right) dx_1. \quad (5.3)$$

Usando a notação dos componentes do tensor de deformação, temos

$$dx_1^* \approx (1 + \epsilon_{11}) dx_1. \quad (5.4)$$

Assim, vemos que ϵ_{11} é uma contração ou dilatação ao longo do eixo x_1 e, analogamente, podemos demonstrar que ϵ_{22} e ϵ_{33} determinam a distensão ou contração ao longo dos eixos x_2 e x_3 , respectivamente. Utilizando um abuso de notação, podemos escrever a expressão 5.4 como

$$\frac{dx_1^*}{dx_1} \approx \frac{\partial x_1 + \partial u_1}{\partial x_1},$$

e desse jeito podemos perceber que o fator $(1 + \epsilon_{11})$ é uma mudança relativa (citada na subseção 5.2.2) no comprimento ao longo do eixo x_1 devido a deformação.

5.2.3.2 Alteração Relativa de Volume

Para estudar as alterações no volume de um sólido elástico vamos considerar uma caixa retangular (paralelepípedo) com dimensões $\Delta x_1, \Delta x_2$ e Δx_3 nas direções dos eixos coordenados. Dessa forma, o volume do paralelepípedo é dado por

$$V = \Delta x_1 \Delta x_2 \Delta x_3.$$

Conforme subseção 5.2.3.1, aplicando a mudança relativa de comprimento a cada uma das três dimensões, temos que após a deformação, o volume do sólido é dado por

$$\begin{aligned} V^* &= (1 + \epsilon_{11}) \Delta x_1 (1 + \epsilon_{22}) \Delta x_2 (1 + \epsilon_{33}) \Delta x_3 \\ &= (1 + \epsilon_{11}) (1 + \epsilon_{22}) (1 + \epsilon_{33}) V. \end{aligned} \quad (5.5)$$

Como a deformação aplicada tem tamanho infinitesimal, estamos supondo que as alterações relativas de comprimento não fujam significativamente das direções canônicas dos eixos coordenados, assim há alteração apenas no volume do sólido e não no seu formato. Ainda por conta do valores infinitesimais de ϵ_{ii} , podemos negligenciar os termos não lineares resultantes da multiplicação na equação 5.5 e aproximar o volume após a deformação para

$$V^* \approx (1 + \epsilon_{11} + \epsilon_{22} + \epsilon_{33}) V. \quad (5.6)$$

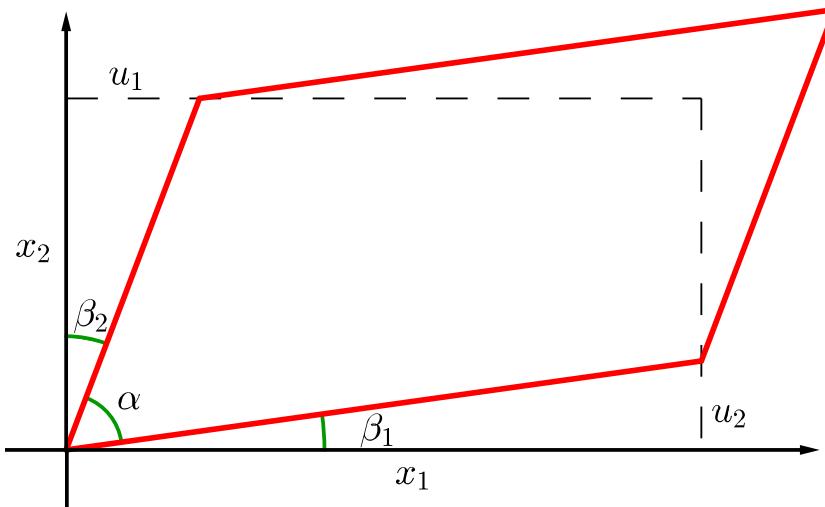


Figura 27 – Exemplo em duas dimensões de como algumas componentes do tensor de deformação promove a variação no formato do meio.

Observe que $\epsilon_{11} + \epsilon_{22} + \epsilon_{33}$ é o traço do tensor de deformação, pode ser calculado através do divergente do vetor de deslocamento e será denotado por φ definindo a *dilatação*,

$$\begin{aligned}\varphi &= \epsilon_{11} + \epsilon_{22} + \epsilon_{33} \\ &= \frac{\partial u_1}{\partial x_1} + \frac{\partial u_2}{\partial x_2} + \frac{\partial u_3}{\partial x_3} \\ &= \left(\frac{\partial}{\partial x_1}, \frac{\partial}{\partial x_2}, \frac{\partial}{\partial x_3} \right) \cdot (u_1, u_2, u_3) \\ &= \nabla \cdot \mathbf{u}.\end{aligned}$$

Como o traço de uma matriz é um escalar e este não se altera quando é aplicada uma transformação nos eixos coordenados, temos que a dilatação e a consequente alteração no volume de um sólido não depende do sistema de coordenadas escolhido. Manipulando a equação 5.6 podemos constatar que a dilatação se trata de uma mudança relativa do volume

$$\frac{V^* - V}{V} \approx \epsilon_{11} + \epsilon_{22} + \epsilon_{33}.$$

5.2.3.3 Alteração Relativa na Forma

O tensor de deformação também descreve uma mudança no formato do corpo, conforme podemos acompanhar pela figura 27, onde um retângulo é transformado num paralelogramo. O ângulo reto inicialmente formado pelos eixos coordenados x_1 e x_2 é reduzido a um ângulo α que obedece à relação

$$\alpha = \frac{\pi}{2} - \beta_1 - \beta_2,$$

onde β_1 e β_2 são os ângulos formados pelos lados do paralelogramo e os eixos x_1 e x_2 , respectivamente. Como a variação angular é bastante pequena, temos que cada ângulo β_i

pode ser aproximado por sua respectiva tangente, e considerando deslocamentos infinitesimais, temos

$$\begin{aligned}\beta_1 + \beta_2 &\approx \tan(\beta_1) + \tan(\beta_2) \\ &= \frac{\partial u_2}{\partial x_1} + \frac{\partial u_1}{\partial x_2} \\ &= 2\epsilon_{12} \\ &= 2\epsilon_{21}.\end{aligned}$$

Portanto, temos que o tensor de deformação também é responsável pela alteração na direção dos seguimentos que compõem um corpo, mudando assim seu formato.

5.2.4 Conservação da Massa, Tensão e o Equilíbrio do Momento Linear

O princípio de conservação da massa é fundamental em mecânica do contínuo na determinação da relação entre o vetor de deslocamento \mathbf{u} e a densidade de massa ρ de um corpo. Por definição, a quantidade de massa ocupando um volume V num dado tempo t é

$$m = \iiint_V \rho dV,$$

onde tanto a massa como a densidade não dependem apenas do tempo mas também da posição \mathbf{x} . Fixado um volume V , a taxa de variação da massa no tempo é dada por

$$\frac{d}{dt} m = \iiint_V \frac{\partial \rho}{\partial t} dV. \quad (5.7)$$

Assumindo que não há destruição nem produção de massa dentro do volume, a variação da massa se dá apenas pela quantidade de massa que passa pelo volume, ou que passa através de uma das superfícies que limita esse volume, o que pode ser escrito como

$$\frac{dm}{dt} = - \iint_S \rho \mathbf{v} \cdot d\mathbf{S}, \quad (5.8)$$

onde \mathbf{v} é a velocidade da quantidade de massa que atravessa a superfície S . A superfície infinitesimal dS é pequena o suficiente para ser considerada plana e tem o mesmo fluxo de massa em todos os seus pontos, e o sinal negativo decorre do fato de que o vetor normal à superfície aponta no sentido de saída do volume.

Substituindo a equação 5.8 na equação 5.7 temos

$$\iiint_V \frac{\partial \rho}{\partial t} dV = - \iint_S \rho \mathbf{v} \cdot d\mathbf{S}, \quad (5.9)$$

ou seja, a taxa de variação da quantidade de massa num determinado volume é proporcional à taxa de variação da quantidade de massa que atravessa a superfície que limita esse volume. Pelo teorema do divergente temos que

$$\iint_S \rho \mathbf{v} \cdot d\mathbf{S} = \iiint_V \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) dV, \quad (5.10)$$

onde substituindo a equação 5.10 na equação 5.9 e agrupando os integrandos sob um mesmo volume, temos

$$\iiint_V \left[\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) \right] dV = 0,$$

que é a equação que descreve a *conservação de massa* num determinado volume V .

Em geral, as forças agindo no interior de um meio contínuo são as chamadas *forças de superfície*, ou seja, quando um material é submetido ao contato de uma carga em sua superfície, forças internas se propagam no interior do material através de outras superfícies internas e imaginárias provocando a deformação desse material. Assim, podemos definir a *tensão* como o conjunto dessas forças de superfície, fazendo com que tensão e deformação estejam diretamente relacionadas. Matematicamente, tensão média é definida como a força por unidade de área

$$\bar{\mathbf{T}} = \frac{\Delta \mathbf{F}}{\Delta S}, \quad (5.11)$$

e segundo o princípio fundamental da mecânica do contínuo estabelecido por Cauchy, existe o limite para o valor da tensão quando $\Delta S \rightarrow 0$,

$$\mathbf{T}^n = \lim_{\Delta S \rightarrow 0} \frac{\Delta \mathbf{F}}{\Delta S} = \frac{d \mathbf{F}}{dS}.$$

O vetor \mathbf{n} é normal a superfície de aplicação da tensão \mathbf{T}^n e é útil para identificar que determinada tensão se aplica a determinada superfície.

Além das forças de superfície temos também as forças de corpo que agem à distância como a força gravitacional ou a força elétrica que agem sobre um corpo material ou sobre uma carga elétrica, respectivamente. Denotando tal força por $\mathbf{f}(\mathbf{x}, t)$ temos que a força total atuando num corpo é

$$\mathbf{F}_T = \iint_S \mathbf{T} dS + \iiint_V \mathbf{f} dV, \quad (5.12)$$

onde V é o volume enclausurado pela superfície S . Usando a definição de força dada pela segunda lei de Newton, podemos reescrever a equação 5.12 como

$$\frac{d}{dt} \iiint_V \rho \frac{d\mathbf{u}}{dt} dV = \iint_S \mathbf{T} dS + \iiint_V \mathbf{f} dV, \quad (5.13)$$

onde \mathbf{u} é o vetor deslocamento. A equação 5.13 estabelece o equilíbrio do *momento linear*, ou seja, a taxa de variação do momento linear de uma partícula no meio contínuo é igual ao somatório de forças externas agindo nessa partícula. Discretizando a última integral da equação acima podemos escrever

$$\frac{1}{2} \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n (\mathbf{F}_{ji} + \mathbf{F}_{ij}),$$

onde \mathbf{F}_{ji} é a força exercida na partícula i devida à partícula j . Pela terceira lei de Newton, forças entre partículas tem mesma intensidade e direção e sentidos opostos,

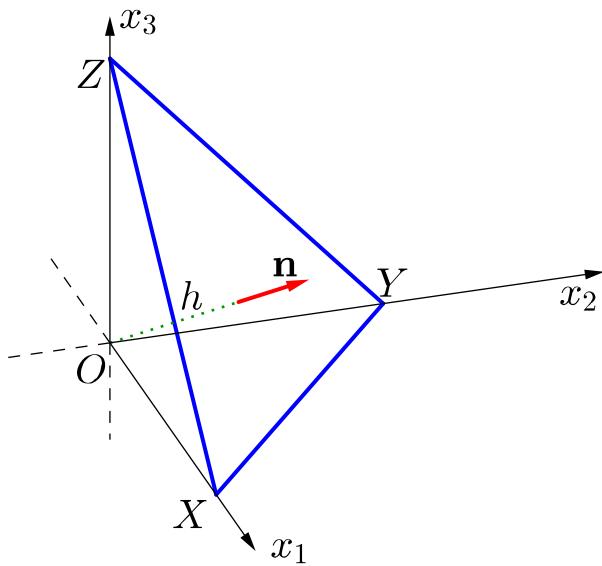


Figura 28 – Tetraedro de Cauchy, com forças superficiais agindo em cada uma das faces ortogonais e na face oblíqua.

assim, $\mathbf{F}_{ji} = -\mathbf{F}_{ij}$. Mais ainda, uma partícula não exerce uma força em si mesma, então $\mathbf{F}_{ii} = 0$. Portanto, a equação 5.13 se resume a

$$\frac{d}{dt} \iiint_V \rho \frac{d\mathbf{u}}{dt} dV = \iint_S \mathbf{T} dS.$$

Somente forças externas são responsáveis por alterações no momento linear.

5.2.5 O Tensor de Tensões

Para dedução do tensor de tensões vamos utilizar o argumento do tetraedro de Cauchy, estudando as forças agindo no interior de um meio contínuo em relação a um plano imaginário com orientação arbitrária. O tetraedro é limitado pelos pontos $O(0, 0, 0)$, $X(x, 0, 0)$, $Y(0, y, 0)$ e $Z(0, 0, z)$, contendo faces ortogonais, OYZ , XOZ e XYO e a face oblíqua XYZ , conforme a figura 28.

Utilizando o equilíbrio do momento linear dado pela equação 5.13, podemos determinar a força agindo na face oblíqua de área ΔS , considerando um tetraedro de dimensões finitas.

$$\bar{\rho} \Delta V \frac{d\bar{\mathbf{v}}}{dt} = \Delta \mathbf{F} + \Delta \mathbf{F}^{(\mathbf{e}_1)} + \Delta \mathbf{F}^{(\mathbf{e}_2)} + \Delta \mathbf{F}^{(\mathbf{e}_3)} + \bar{f} \Delta V, \quad (5.14)$$

onde $\Delta \mathbf{F}$ é a força superficial agindo na face oblíqua, $\Delta \mathbf{F}^{(\mathbf{e}_i)}$ é a força superficial agindo na face ortogonal cujo a normal é o eixo x_i , \bar{f} é a força de corpo agindo no tetraedro de volume ΔV e densidade ρ , e $\frac{d\bar{\mathbf{v}}}{dt}$ é a aceleração usada no cálculo da taxa de variação do momento linear. As barras acima de cada símbolo significam valores médios para tetraedros de dimensões finitas. Substituindo a equação 5.11 na equação 5.14 temos

$$\bar{\rho} \Delta V \frac{d\bar{\mathbf{v}}}{dt} = \bar{\mathbf{T}}^{(\mathbf{n})} \Delta S - \bar{\mathbf{T}}^{(\mathbf{e}_1)} \Delta S_1 - \bar{\mathbf{T}}^{(\mathbf{e}_2)} \Delta S_2 - \bar{\mathbf{T}}^{(\mathbf{e}_3)} \Delta S_3 + \bar{f} \Delta V, \quad (5.15)$$

onde ΔS_i é a área da face cujo a normal é o eixo x_i . Note, ainda pela figura 28, que as faces ortogonais tem suas respectivas normais com a mesma direção mas sentido oposto ao respectivo vetor unitário \mathbf{e}_i do eixo correspondente, daí o sinal negativo na equação acima por conta da terceira lei de Newton. Para continuarmos nossa dedução precisamos relacionar a área da face oblíqua com as áreas das faces ortogonais. Observe que cada componente n_i do vetor \mathbf{n} é, por definição,

$$\begin{aligned} n_1 &= \mathbf{n} \cdot \mathbf{e}_1 = \|\mathbf{n}\| \|\mathbf{e}_1\| \cos(X\hat{O}N) \\ n_2 &= \mathbf{n} \cdot \mathbf{e}_2 = \|\mathbf{n}\| \|\mathbf{e}_2\| \cos(Y\hat{O}N) \\ n_3 &= \mathbf{n} \cdot \mathbf{e}_3 = \|\mathbf{n}\| \|\mathbf{e}_3\| \cos(Z\hat{O}N) \end{aligned}$$

Usando a definição de cosseno nos triângulos XON , YON e ZON temos que

$$h = \overline{XO} n_1 = \overline{YO} n_2 = \overline{ZO} n_3,$$

e calculando o volume do tetraedro em relação a cada uma das faces temos

$$\Delta V = \frac{1}{3} h \Delta S = \frac{1}{3} \overline{XO} \Delta S_1 = \frac{1}{3} \overline{YO} \Delta S_2 = \frac{1}{3} \overline{ZO} \Delta S_3, \quad (5.16)$$

e daí temos a relação entre as áreas,

$$\Delta S = \Delta S_i n_i, \quad \text{onde } i = 1, 2, 3. \quad (5.17)$$

Usando as equações 5.16 e 5.17 podemos escrever a equação 5.15 como

$$\bar{\rho} \frac{1}{3} h \Delta S \frac{d\bar{\mathbf{V}}}{dt} = \bar{\mathbf{T}}^{(\mathbf{n})} \Delta S - \bar{\mathbf{T}}^{(\mathbf{e}_1)} n_1 \Delta S - \bar{\mathbf{T}}^{(\mathbf{e}_2)} n_2 \Delta S - \bar{\mathbf{T}}^{(\mathbf{e}_3)} n_3 \Delta S + \bar{f} \frac{1}{3} h \Delta S.$$

Cancelando ΔS , temos

$$\bar{\rho} \frac{1}{3} h \frac{d\bar{\mathbf{V}}}{dt} = \bar{\mathbf{T}}^{(\mathbf{n})} - \bar{\mathbf{T}}^{(\mathbf{e}_1)} n_1 - \bar{\mathbf{T}}^{(\mathbf{e}_2)} n_2 - \bar{\mathbf{T}}^{(\mathbf{e}_3)} n_3 + \bar{f} \frac{1}{3} h.$$

Reduzindo o tetraedro de dimensões finitas a um tetraedro infinitesimal, fazemos $h \rightarrow 0$ mantendo o vértice O centrado na origem e sem alterar a direção de h ,

$$\mathbf{T}^{(\mathbf{n})} = \mathbf{T}^{(\mathbf{e}_1)} n_1 + \mathbf{T}^{(\mathbf{e}_2)} n_2 + \mathbf{T}^{(\mathbf{e}_3)} n_3.$$

Em termos matriciais, temos

$$\begin{aligned} \mathbf{T}^{(\mathbf{n})} &= \begin{bmatrix} T_1^{(\mathbf{e}_1)} \\ T_2^{(\mathbf{e}_1)} \\ T_3^{(\mathbf{e}_1)} \end{bmatrix} n_1 + \begin{bmatrix} T_1^{(\mathbf{e}_2)} \\ T_2^{(\mathbf{e}_2)} \\ T_3^{(\mathbf{e}_2)} \end{bmatrix} n_2 + \begin{bmatrix} T_1^{(\mathbf{e}_3)} \\ T_2^{(\mathbf{e}_3)} \\ T_3^{(\mathbf{e}_3)} \end{bmatrix} n_3 \\ &= \begin{bmatrix} T_1^{(\mathbf{e}_1)} & T_1^{(\mathbf{e}_2)} & T_1^{(\mathbf{e}_3)} \\ T_2^{(\mathbf{e}_1)} & T_2^{(\mathbf{e}_2)} & T_2^{(\mathbf{e}_3)} \\ T_3^{(\mathbf{e}_1)} & T_3^{(\mathbf{e}_2)} & T_3^{(\mathbf{e}_3)} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} n_1 \\ n_2 \\ n_3 \end{bmatrix}. \end{aligned} \quad (5.18)$$

Ou seja, se sabemos as tensões em três planos mutuamente ortogonais com relação a um determinado ponto P , podemos determinar a tensão num outro plano qualquer passando por P .

Definindo a matrix

$$\tau = \begin{bmatrix} \tau_{11} & \tau_{12} & \tau_{13} \\ \tau_{21} & \tau_{22} & \tau_{23} \\ \tau_{31} & \tau_{32} & \tau_{33} \end{bmatrix},$$

onde cada componente τ_{ij} representa a j -ésima componente da força superficial agindo no plano cuja normal tem mesma direção do eixo x_i . Assim, comparando a matriz da equação 5.18 com a matriz τ e considerando as definições dadas para os índices, vemos que

$$\tau_{ij} = T_j^{(\mathbf{e}_i)},$$

ou seja, a equação 5.18 pode ser escrita compactamente como

$$\mathbf{T}^{(\mathbf{n})} = \tau^\top \mathbf{n}. \quad (5.19)$$

A matriz τ é chamada de *tensor de tensões de Cauchy*, o símbolo \top indica transposição e $\mathbf{T}^{(\mathbf{n})}$ é a tensão aplicada em um plano qualquer com orientação \mathbf{n} . Utilizando a notação de somatório podemos escrever a equação 5.19 na forma

$$\mathbf{T}^{(\mathbf{n})} = \sum_{j=1}^3 \tau_{ji} n_j, \quad \text{para } i = 1, 2, 3. \quad (5.20)$$

5.2.6 Equação do Movimento de um Corpo Elástico e Contínuo

Para deduzir a equação do movimento vamos fazer uso do conceito de equilíbrio do momento linear estabelecido na subseção 5.2.4 e da definição do tensor de tensões estabelecido na subseção 5.2.5. Assim, substituindo a equação 5.20 na equação 5.13 temos

$$\begin{aligned} \iiint_V \rho \frac{d^2 \mathbf{u}}{dt^2} dV &= \iint_S \mathbf{T} dS + \iiint_V \mathbf{f} dV \\ \iiint_V \rho \frac{d^2 u_i}{dt^2} dV &= \iint_S \sum_{j=1}^3 \tau_{ji} n_j dS + \iiint_V f_i dV, \quad \text{para } i = 1, 2, 3. \end{aligned}$$

Para escrever todas as integrais como integral sobre volume vamos usar o teorema do divergente,

$$\iiint_V \rho \frac{d^2 u_i}{dt^2} dV = \iiint_V \sum_{j=1}^3 \frac{\partial \tau_{ji}}{\partial x_j} dV + \iiint_V f_i dV, \quad \text{para } i = 1, 2, 3 \quad (5.21)$$

e como os volumes são os mesmos em cada integral, podemos usar a linearidade da integração e escrever

$$\iiint_V \left(\sum_{j=1}^3 \frac{\partial \tau_{ji}}{\partial x_j} + f_i - \rho \frac{d^2 u_i}{dt^2} \right) dV = 0, \quad \text{para } i = 1, 2, 3. \quad (5.22)$$

Para satisfazer essa integral o integrando deve ser nulo, de onde podemos concluir que

$$\sum_{j=1}^3 \frac{\partial \tau_{ji}}{\partial x_j} + f_i = \rho \frac{d^2 u_i}{dt^2}, \quad \text{para } i = 1, 2, 3. \quad (5.23)$$

Essa equação é conhecida como a *equação do movimento de Cauchy* ou *primeira lei do movimento de Cauchy*, e relaciona dois tipos de força, superficial e de corpo, com a aceleração de um corpo num meio contínuo e elástico. Ou seja, a aceleração de um corpo num meio contínuo e elástico resulta da aplicação desses dois tipos de força.

5.3 Equações de Lamé

5.3.1 Relações Constitutivas

As relações constitutivas, ou relações de tensão-deformação, foram estabelecidas experimentalmente e descrevem como as forças aplicadas em materiais elásticos estão linearmente relacionadas com a deformação observada nesses materiais. As relações constitutivas são conhecidas também como a lei de Hooke, a qual estabelece que cada componente do tensor de tensões está linearmente relacionado com todas as componentes do tensor de deformações. Dessa forma, a lei de Hooke pode ser escrita como

$$\tau_{ij} = \sum_{k=1}^3 \sum_{l=1}^3 c_{ijkl} \varepsilon_{kl} \quad (5.24)$$

onde $i, j = 1, 2, 3$ e c é constante. Dadas as simetrias de ambos os tensores, a lei de Hooke pode ser escrita na forma matricial contendo seis equações independentes. Para isso, vamos realizar uma mudança de índices criando uma lista ordenada com os pares ordenados (i, j) onde $i \leq j$, e considerando o número $m = 1, 2, 3, 4, 5, 6$ que dá a posição de cada par nessa lista. Assim, temos que os possíveis pares ordenados são substituídos pelos seguintes valores de m

$$(1, 1) \rightarrow 1 \quad (2, 2) \rightarrow 2 \quad (3, 3) \rightarrow 3 \quad (2, 3) \rightarrow 4 \quad (1, 3) \rightarrow 5 \quad (1, 2) \rightarrow 6.$$

Ou seja, estamos fazendo a substituição $(i, j) \rightarrow m$ com

$$\begin{cases} m = i & \text{se } i = j \\ m = 9 - (i + j) & \text{se } i \neq j. \end{cases}$$

Analogamente, podemos fazer a substituição dos índices $(k, l) \rightarrow n$ e escrever c_{ijkl} como C_{mn} , obtendo a *matriz de elasticidade* $C = C_{mn}$ com $m, n \in \{1, 2, 3, 4, 5, 6\}$. Dessa forma, as equações de tensão-deformação definidas em 5.24 podem ser escritas na forma matricial

como

$$\begin{bmatrix} \tau_{11} \\ \tau_{22} \\ \tau_{33} \\ \tau_{23} \\ \tau_{13} \\ \tau_{12} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{13} & C_{14} & C_{15} & C_{16} \\ C_{21} & C_{22} & C_{23} & C_{24} & C_{25} & C_{26} \\ C_{31} & C_{32} & C_{33} & C_{34} & C_{35} & C_{36} \\ C_{41} & C_{42} & C_{43} & C_{44} & C_{45} & C_{46} \\ C_{51} & C_{52} & C_{53} & C_{54} & C_{55} & C_{56} \\ C_{61} & C_{62} & C_{63} & C_{64} & C_{65} & C_{66} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \varepsilon_{11} \\ \varepsilon_{22} \\ \varepsilon_{33} \\ 2\varepsilon_{23} \\ 2\varepsilon_{13} \\ 2\varepsilon_{12} \end{bmatrix}.$$

Podemos notar que, por conta da simetria dos tensores de tensão e de deformação, basta considerar apenas seis das nove equações iniciais dadas pela relação 5.24.

5.3.2 Os Parâmetros de Lamé

Considere um material com determinadas características e com posição medida em relação a um determinado sistema de coordenadas. Podemos alterar o sistema de coordenadas sem alterar as características do material em questão. Essa invariância das características de um corpo em relação a uma mudança no sistema de coordenadas é chamada *simetria material*. Num certo sistema de coordenadas, a matriz de elasticidade nos permite reconhecer qual o tipo de simetria que um corpo apresenta (são oito no total), pois uma alteração no sistema de coordenadas gera um efeito nas equações de tensão-deformação. Além disso, sob determinadas condições, a matriz de elasticidade é invariante para algumas alterações no sistema de coordenadas. Estamos interessados em transformação de coordenadas que preservam distâncias entre pontos, ou seja as rotações e reflexões, também conhecidas como *transformações ortogonais*. Dado um ponto $\mathbf{x} \in \mathbb{R}^3$, uma transformação ortogonal é dada por uma matriz $A_{3 \times 3}$ onde

$$\hat{\mathbf{x}} = A \mathbf{x},$$

com $A^\top A = I$, ou $A^\top = A^{-1}$, e I é a matriz identidade 3×3 . O conjunto de todas as transformações ortogonais A que não alteram as características elásticas de um meio contínuo são chamadas *grupo de simetria*. Dentre os grupos de simetria, o que nos interessa é o caso *isotrópico contínuo*, que contém todas as transformações ortogonais usadas nas deduções de grupos anteriores, fazendo com que qualquer sistema de coordenadas seja efetivo no estudo das características elásticas de um meio não sendo necessária uma orientação em particular. Assim, através dos grupos de simetria anteriores, podemos demonstrar que a matriz de elasticidade para o grupo isotrópico contínuo é

$$C_{iso} = \begin{bmatrix} \lambda + 2G & \lambda & \lambda & 0 & 0 & 0 \\ \lambda & \lambda + 2G & \lambda & 0 & 0 & 0 \\ \lambda & \lambda & \lambda + 2G & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & G & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & G & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & G \end{bmatrix}, \quad (5.25)$$

onde os parâmetros λ e G são conhecidos como os *parâmetros de Lamé*, e estão estreitamente relacionados aos autovalores da matriz C_{iso} . Fisicamente, G está relacionado com a rigidez do sólido em questão e λ com sua compressibilidade.

5.3.3 Condições de Contorno

Vimos que a matriz de elasticidade para meios isotrópicos possui os parâmetros λ e G que definem as características elásticas do meio. Uma mudança abrupta nesses parâmetros indica uma alteração na composição do meio de propagação da deformação, indicando que a mesma atravessou uma superfície de contato entre duas camadas de subsuperfície. Vamos analisar como a descontinuidade dos parâmetros de Lamé afetam os tensores de tensão e de deformação.

Dados dois meios M_1 e M_2 com características elásticas distintas contidos no espaço \mathbb{R}^3 , separados por uma superfície de contato S com direção normal \mathbf{n} . Sendo \mathbf{F} o campo de forças de contato, $\mathbf{p}_0 \in S$, $\mathbf{p}_1 \in M_1$ e $\mathbf{p}_2 \in M_2$, queremos calcular a diferença entre os limites de \mathbf{F} aplicada a \mathbf{p}_1 e \mathbf{p}_2 quando esses pontos tendem a \mathbf{p}_0 através dos meios M_1 e M_2 , respectivamente. Ou seja, queremos calcular o salto de \mathbf{F} em \mathbf{p}_0 e assumindo que os limites parciais existem, temos

$$[[\mathbf{F}]] = \lim_{\mathbf{p}_1 \rightarrow \mathbf{p}_0} \mathbf{F}(\mathbf{p}_1) - \lim_{\mathbf{p}_2 \rightarrow \mathbf{p}_0} \mathbf{F}(\mathbf{p}_2).$$

Fixado um ponto $\mathbf{p}_0 \in S$ qualquer vamos utilizar um cilindro infinitesimal centrado em \mathbf{p}_0 , com altura dh e área das bases dA , com orientação normal \mathbf{n} e onde cada metade do cilindro se encontra nos meios M_1 e M_2 conforme a figura 29. Considerando ainda que

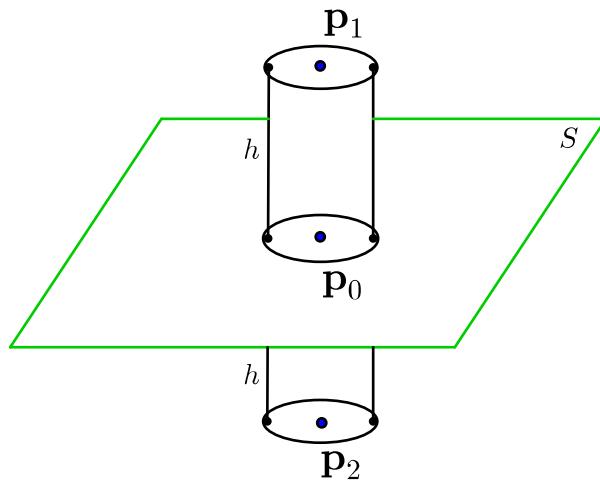


Figura 29 – Cilindro de dimensões infinitesimais dividido pela interface separadora dos meios 1 e 2.

cada um dos pontos \mathbf{p}_1 e \mathbf{p}_2 são os centros de cada uma das bases do cilindro, temos que os pontos \mathbf{p}_0 , \mathbf{p}_1 e \mathbf{p}_2 estão alinhados. Utilizando novamente a equação 5.14 e desprezando as

forças aplicadas na parede do cilindro (já que vamos fazer $h \rightarrow 0$), temos que o equilíbrio de forças aplicadas ao cilindro é dado por

$$\mathbf{F} = \mathbf{F}(\mathbf{p}_1) + \mathbf{F}(\mathbf{p}_2) + f$$

onde f é uma força de corpo. Utilizando a segunda lei de Newton, utilizando a equação 5.11 e desprezando as forças de campo, temos

$$\rho dh dA \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \mathbf{T}(\mathbf{p}_1, \mathbf{n})dA + \mathbf{T}(\mathbf{p}_2, -\mathbf{n})dA.$$

Fazendo o limite quando $h \rightarrow 0$ e mantendo constantes as áreas das bases do cilindro, temos que os pontos \mathbf{p}_i convergem para \mathbf{p}_0 , e a equação acima se torna

$$\mathbf{T}(\mathbf{p}_0, \mathbf{n}) - \mathbf{T}(\mathbf{p}_0, -\mathbf{n}) = \mathbf{0}.$$

Como o ponto \mathbf{p}_0 é tomado arbitrariamente, temos que o salto do tensor de tensões ao longo da superfície S é nulo

$$[[\mathbf{T}]] = \mathbf{0}.$$

Considerando um modelo onde uma camada não vai invadir a outra temos que a componente normal do vetor de deslocamento $\mathbf{u} \in S$ é nula. Da mesma forma, considerando que uma camada não desliza sobre a outra, temos que as componentes tangenciais de \mathbf{u} também são zero, e daí assumimos que o salto de \mathbf{u} é nulo bem como sua velocidade,

$$[[\mathbf{u}]] = \mathbf{0} \quad \text{e} \quad \left[\left[\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{u} \right] \right] = \mathbf{0}.$$

6 Acoplamento Magneto-elástico

6.1 Introdução

Como vimos na subseção 4, quando uma estrutura condutiva se movimenta num campo magnético, uma corrente elétrica e um campo magnético variável são gerados nessa estrutura. Segundo [Soboleva(1997)], a passagem de uma onda sísmica pela subsuperfície terrestre gera o movimento do material que compõe essa subsuperfície. Considerando que esse material é contínuo e elástico, contém uma certa distribuição de cargas elétricas e que o planeta Terra possui um campo geomagnético natural, temos que o movimento relativo entre o material e o campo geomagnético vai gerar variações geomagnéticas locais associadas às ondas sísmicas que provocaram o movimento do material. Mais ainda, segundo [Anisimov(1985)] e [Sadovsky(1980)], a onda eletromagnética induzida é “congelada” à onda sísmica e se propaga não com a velocidade da luz, mas com a velocidade da onda P ou da onda S , dependendo do tipo de onda sísmica, e podemos registrar e estudar essa variação geomagnética. Um corpo nessas condições é chamado de sólido eletromagnético-elástico, essas variações no campo geomagnético são chamadas de *ondas sismomagnéticas* e esse efeito recebeu o nome de *efeito sismomagnético* ou *efeito magnetoelástico*.

Segundo [Dunkin and Eringen(1963)], é possível investigar algumas interações dinâmicas que podem ocorrer entre campos eletromagnéticos e campos elásticos em sólidos homogêneos e isotrópicos. Assim, esses autores desenvolveram um modelo matemático de combinação entre a teoria de elasticidade infinitesimal e a teoria eletromagnética linearizada, o qual será apresentado a seguir. A interação se deve principalmente à força de corpo de Lorentz, à modificação das equações constitutivas e das condições de contorno provocada pela velocidade do material, e às forças superficiais introduzidas pelos campos.

6.2 Equações Constitutivas do Meio

Seguindo a notação apresentada em [Dunkin and Eringen(1963)], temos que os vetores que representam os campos eletromagnéticos no meio (propriamente dito) de propagação das ondas, são representados por \mathbf{E}^0 , \mathbf{D}^0 , \mathbf{B}^0 , \mathbf{H}^0 e \mathbf{J}^0 . Essas mesmas quantidades, quando se referirem às medidas observadas em laboratório são denotadas apenas retirando-se o sobrescrito 0 . Transferindo essa notação para as equações 4.30 e 4.33 temos

$$\mathbf{D}^0 = \epsilon \mathbf{E}^0 \quad \text{e} \quad \mathbf{B}^0 = \mu \mathbf{H}^0. \quad (6.1)$$

Em muitos materiais, a densidade de corrente elétrica é linearmente dependente de um campo elétrico externo, e tal relação, conhecida como a *lei de Ohm*, pode ser escrita

usando a notação apresentada acima como

$$\mathbf{J}^0 = \sigma \mathbf{E}^0, \quad (6.2)$$

onde σ é a *condutividade* do meio. As equações 6.1 juntamente com a equação 6.2 são denominadas *equações eletromagnéticas constitutivas do meio*, quando o mesmo é isotrópico, homogêneo e se encontra em repouso. As mesmas equações se mantêm quando o meio se move por ocasião da passagem de uma onda sísmica.

Experimentalmente, para pequenas velocidades, os campos eletromagnéticos do meio se relacionam com aqueles medidos em laboratório através das relações dadas por [Dunkin and Eringen,

$$\begin{aligned} \mathbf{E}^0 &= \mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B} & \mathbf{D}^0 &= \mathbf{D} + \epsilon_0 \mu_0 \mathbf{v} \times \mathbf{H} \\ \mathbf{H}^0 &= \mathbf{H} - \mathbf{v} \times \mathbf{D} & \mathbf{B}^0 &= \mathbf{B} - \epsilon_0 \mu_0 \mathbf{v} \times \mathbf{E} \\ \mathbf{J}^0 &= \mathbf{J} - \rho_e \mathbf{v} & \rho_e^0 &= \rho_e \end{aligned} \quad (6.3)$$

onde μ_0 é a permeabilidade magnética do vácuo e ϵ_0 é a permissividade elétrica do vácuo. Substituindo as equações 6.3 nas equações 6.1 e 6.2, e desprezando os termos de ordem maior ou igual a v^2/c^2 , temos que o campo de densidade de fluxo elétrico é dado por

$$\begin{aligned} \mathbf{D}^0 &= \epsilon \mathbf{E}^0 \\ \mathbf{D} + \epsilon_0 \mu_0 \mathbf{v} \times \mathbf{H} &= \epsilon (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \\ \mathbf{D} &= \epsilon \mathbf{E} + \epsilon \mathbf{v} \times \mathbf{B} - \epsilon_0 \mu_0 \mathbf{v} \times \mathbf{H}. \end{aligned}$$

Usando a equação 4.33, temos

$$\begin{aligned} \mathbf{D} &= \epsilon \mathbf{E} + \epsilon \mathbf{v} \times \mu \mathbf{H} - \epsilon_0 \mu_0 \mathbf{v} \times \mathbf{H} \\ \mathbf{D} &= \epsilon \mathbf{E} + \alpha \mathbf{v} \times \mathbf{H}, \end{aligned} \quad (6.4)$$

onde $\alpha = \epsilon \mu - \epsilon_0 \mu_0$.

Analogamente, para o campo magnético temos

$$\begin{aligned} \mathbf{B}^0 &= \mu \mathbf{H} \\ \mathbf{B} - \epsilon_0 \mu_0 \mathbf{v} \times \mathbf{E} &= \mu (\mathbf{H} - \mathbf{v} \times \mathbf{D}) \\ \mathbf{B} &= \mu \mathbf{H} - \mu \mathbf{v} \times \mathbf{D} + \epsilon_0 \mu_0 \mathbf{v} \times \mathbf{E}. \end{aligned}$$

Usando a equação 4.30, temos

$$\begin{aligned} \mathbf{B} &= \mu \mathbf{H} - \mu \mathbf{v} \times \epsilon \mathbf{E} + \epsilon_0 \mu_0 \mathbf{v} \times \mathbf{E} \\ \mathbf{B} &= \mu \mathbf{H} - \alpha \mathbf{v} \times \mathbf{E}. \end{aligned} \quad (6.5)$$

Para o campo de densidade de corrente elétrica, temos

$$\mathbf{J} - \rho_e \mathbf{v} = \sigma (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}). \quad (6.6)$$

As equações 6.4, 6.5 e 6.6 são as equações constitutivas do meio em termos dos campos definidos em laboratório.

6.3 Interface entre Camadas de Materiais Diferentes

6.3.1 Equações Eletromagnéticas

Vamos escrever as equações de Maxwell dadas na forma diferencial pelas equações 4.38 a 4.39 numa forma mais conveniente para a aplicação das relações constitutivas. As equações 4.38 e 4.39 se matêm inalteradas,

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho_f \quad \text{e} \quad \nabla \cdot \mathbf{B} = 0. \quad (6.7)$$

Para equação 4.40

$$\begin{aligned} \nabla \times \mathbf{H} &= \mathbf{J}_f + \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{D} \quad \Leftrightarrow \\ \nabla \times \mathbf{H} - \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{D}) &= \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{D} + \mathbf{v}(\nabla \cdot \mathbf{D}) - \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{D}) + \mathbf{J}_f - \rho_f \mathbf{v} \quad \Leftrightarrow \end{aligned} \quad (6.8)$$

$$\nabla \times (\mathbf{H} - \mathbf{v} \times \mathbf{D}) = \left[\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{D} + \mathbf{v}(\nabla \cdot \mathbf{D}) - \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{D}) \right] + \mathbf{J}_f - \rho_f \mathbf{v} \quad (6.9)$$

Para equação 4.41

$$\begin{aligned} \nabla \times \mathbf{E} &= -\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{B} \quad \Leftrightarrow \\ \nabla \times \mathbf{E} + \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) &= -\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{B} - \mathbf{v}(\nabla \cdot \mathbf{B}) + \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad \Leftrightarrow \end{aligned} \quad (6.10)$$

$$\nabla \times (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) = - \left[\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{B} + \mathbf{v}(\nabla \cdot \mathbf{B}) - \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \right] \quad (6.11)$$

Integrando as equações 6.7 sobre uma superfície S' enclusurada por uma curva C , e integrando as equações 6.8 e 6.10 sobre um volume V enclusurado por uma superfície S , temos

$$\iiint_V \nabla \cdot \mathbf{D} dV = \iiint_V \rho_f dV$$

$$\iiint_V \nabla \cdot \mathbf{B} dV = 0$$

$$\iint_S \nabla \times (\mathbf{H} - \mathbf{v} \times \mathbf{D}) \cdot d\mathbf{S} = \iint_S \left[\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{D} + \mathbf{v}(\nabla \cdot \mathbf{D}) - \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{D}) \right] \cdot d\mathbf{S} + \iint_S [\mathbf{J}_f - \rho_f \mathbf{v}] \cdot d\mathbf{S}$$

$$\iint_S \nabla \times (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \cdot d\mathbf{S} = - \iint_S \left[\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{B} + \mathbf{v}(\nabla \cdot \mathbf{B}) - \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \right] \cdot d\mathbf{S}$$

Aplicando o teorema do Divergente nas duas primeiras equações, e aplicando o teorema de Stokes nas duas últimas equações, temos

$$\oint_S \mathbf{D} \cdot d\mathbf{S} = \iiint_V \rho_f dV \quad (6.12)$$

$$\oint_S \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S} = 0 \quad (6.13)$$

$$\oint_C (\mathbf{H} - \mathbf{v} \times \mathbf{D}) \cdot d\mathbf{C} = \frac{d}{dt} \iint_S \mathbf{D} \cdot d\mathbf{S} + \iint_S [\mathbf{J}_f - \rho_f \mathbf{v}] \cdot d\mathbf{S} \quad (6.14)$$

$$\oint_C (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \cdot d\mathbf{C} = -\frac{d}{dt} \iint_S \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S}, \quad (6.15)$$

onde nas duas últimas equações usamos a relação abaixo, sendo \mathbf{A} um campo eletromagnético,

$$\frac{d}{dt} \iint_S \mathbf{A} \cdot d\mathbf{S} = \iint_S \left[\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{A} + \mathbf{v}(\nabla \cdot \mathbf{A}) - \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{A}) \right] \cdot d\mathbf{S}.$$

Acompanhando pela figura 25 juntamente com a argumentação apresentada na subseção 4.4.4, temos que o salto da componente normal de cada um dos campos, magnético e densidade de fluxo elétrico, deduzidos a partir das equações 6.12 e 6.13, são

$$[[\mathbf{D}]]_n = \varsigma_f \quad \text{e} \quad [[\mathbf{B}]]_n = 0. \quad (6.16)$$

Analogamente, temos o salto das componentes tangenciais dos campos elétrico e magnético auxiliar, deduzidos a partir das equações 6.14 e 6.15,

$$[[\mathbf{H} - \mathbf{v} \times \mathbf{D}]]_m = K_t - \varsigma_t \quad \text{e} \quad [[\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}]]_m = 0, \quad (6.17)$$

onde K é a magnitude da densidade superficial de corrente e ς é a magnitude da densidade superficial de carga.

A última equação no estudo das condições de fronteira entre camadas segue do princípio de conservação de cargas elétricas. A quantidade total de cargas concentradas num determinado volume é dada pela equação 4.4, e qualquer variação na quantidade de carga desse volume é devida a uma corrente elétrica, dada pela equação 4.21, que atravessa a superfície que está enclausurando o volume. Assim, o princípio de conservação de cargas estabelece que

$$\frac{d}{dt} \iiint_V \rho_e dV = - \oint_S \mathbf{J} \cdot d\mathbf{S}. \quad (6.18)$$

Reescrevendo o lado esquerdo da equação acima e aplicando o teorema do Divergente ao lado direito temos que

$$\iiint_V \frac{\partial}{\partial t} \rho_e dV = - \iiint_V \nabla \cdot \mathbf{J} dV,$$

e como a equação se mantém para qualquer tipo de volume, temos

$$\frac{\partial \rho_e}{\partial t} = -\nabla \cdot \mathbf{J}.$$

Esta é a *equação da continuidade* ou equação da *conservação local de carga*, e pode ser deduzida a partir das equações de Maxwell por ser uma consequência das leis da eletrodinâmica.

Usando a conservação da carga na forma dada pela equação 6.18, e aplicando ao volume V analogamente ao que foi feito com a equação 6.12, e substituindo a expressão para \mathbf{J} dada na equação 6.6, temos a última equação para condição de contorno

$$[[\sigma(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})]]_n = -\frac{\partial}{\partial t} \sigma_e = \left[\left[\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{D} \right] \right]_n.$$

6.3.2 Equações Elásticas

As equações de campo para movimento de corpos elásticos e contínuos são deduzidas a partir da equação de equilíbrio do momento linear aplicada a um volume de material V que é enclausurado por uma superfície fechada S , como podemos constatar na equação 5.13. Estamos assumindo que o único efeito mecânico de forças eletromagnéticas é dado pela adição da *força de corpo de Lorentz*, dada pela equação 4.8. Substituindo a equação 4.21 na equação 4.8, escrevemos a força de Lorentz como

$$\mathbf{F}_L = q \mathbf{E} + \mathbf{J} \times \mathbf{B}. \quad (6.19)$$

Integrando a força de Lorentz sobre o volume V e adicionando-a à equação de equilíbrio do momento linear, temos

$$\frac{d}{dt} \iiint_V \rho \frac{d\mathbf{u}}{dt} dV = \iint_S \mathbf{T} dS + \iiint_V \mathbf{f} dV + \iiint_V \mathbf{F}_L dV. \quad (6.20)$$

Substituindo a equação 5.20 e aplicando o teorema do Divergente na integral da superfície S , temos que a equação acima se torna similar à equação 5.21,

$$\iiint_V \rho \frac{d^2 u_i}{dt^2} dV = \iiint_V \sum_{j=1}^3 \frac{\partial \tau_{ji}}{\partial x_j} dV + \iiint_V f_i dV + \iiint_V F_{Li} dV \quad \text{para } i = 1, 2, 3.$$

Como estamos assumindo deformações infinitesimais e o volume é o mesmo para cada integral, temos que

$$\rho \frac{d^2 u_i}{dt^2} = \sum_{j=1}^3 \frac{\partial \tau_{ji}}{\partial x_j} + f_i + F_{Li} \quad \text{para } i = 1, 2, 3$$

são as equações do movimento de Cauchy com o acoplamento da força de Lorentz.

Para deduzir as condições de fronteira, vamos primeiramente escrever a força de Lorentz em função do tensor de tensões eletromagnéticas de Maxwell τ_{ij}^e , e em função do momento eletromagnético g_i ,

$$F_{Li} = \frac{\partial}{\partial x_i} \tau_{ij}^e - \frac{\partial}{\partial t} g_i. \quad (6.21)$$

onde τ_{ij}^e e g_i são dados por

$$\begin{aligned}\tau_{ij}^e &= E_i D_j + H_i B_j - \frac{1}{2}(E_\lambda D_\lambda + H_\lambda B_\lambda)\delta_{ij} \\ \mathbf{g} &= \mathbf{D} \times \mathbf{B}.\end{aligned}$$

Podemos usar soma e subtração para reescrever a força de Lorentz como

$$F_{Li} = \frac{\partial}{\partial x_i} \tau_{ij}^e + \frac{\partial}{\partial x_j} (g_i^e v_j) - \frac{\partial}{\partial t} g_i - \frac{\partial}{\partial x_j} (g_i^e v_j), \quad (6.22)$$

integrar sobre o volume V e aplicar o teorema do Divergente para escrever o tensor de Maxwell e momento eletromagnético numa integral de superfície chegando a

$$\iiint_V F_{Li} dV = \iint_S (\tau_{ij}^e + g_i^e v_j) n_i dS - \iiint_V \left(\frac{\partial}{\partial t} g_i + \frac{\partial}{\partial x_j} (g_i^e v_j) \right) dV. \quad (6.23)$$

De acordo com [Eringen(1962)], é válida a expressão

$$\frac{d}{dt} \iiint_V \rho \frac{d}{dt} u_i dV = \iiint_V \left[\rho \frac{\partial^2}{\partial t^2} u_i + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\rho \frac{d}{dt} u_i v_i \right) \right] dV. \quad (6.24)$$

Usando a expressão acima e o equilíbrio do momento linear dado pela equação 5.13, temos

$$\iint_S (\tau_{ij} + \tau_{ij}^e + g_i v_j) n_j dS + \iiint_V f_i dV = \frac{d}{dt} \iiint_V \left(\rho \frac{d}{dt} u_i + g_i \right) dV, \quad (6.25)$$

a qual está na forma ideal para aplicarmos as condições de fronteira para tensões aplicadas na interface que separa duas camadas de subsuperfície. Considerando S e V como a superfície e o volume de um cilindro infinitesimal com bases paralelas à superfície que separa as duas camadas, conforme a figura 29, vamos tomar o limite quando a altura do cilindro tende a zero e obter o salto

$$[[\tau_{ij} + \tau_{ij}^e + g_i v_j]] n_j = 0. \quad (6.26)$$

No caso de uma camada de contato com o ar temos que $\tau_{ij} = 0$ na parte externa do corpo, e a expressão acima se torna

$$\tau_{ij} n_j = [[\tau_{ij}^e + g_i v_j]] n_j, \quad (6.27)$$

onde agora o colchete duplo deve ser interpretado como a quantidade de fora do corpo menos a quantidade no interior.

As equações constitutivas são dadas pela lei de Hook apresentada na subseção 5.3.1, mas que também pode ser escrita como

$$\tau_{ij} = \lambda \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} + \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right), \quad (6.28)$$

onde consideramos que a tensão e a deformação para este sistema tem os mesmos valores tanto medidos propriamente nas camadas como em medições de laboratório. Assumimos também que a lei de Hook para corpos puramente elásticos não é afetada pela presença de campos eletromagnéticos.

6.4 Modelo de Dunkin e Erigen

Podemos resumir o acoplamento magneto-elástico proposto por [Dunkin and Eringen(1963)] destacando as equações básicas de campo e as condições de contorno a serem aplicadas em sólidos eletromagnéticos e elásticos.

6.4.1 Equações de Campo

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{B} \quad (6.29)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} + \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{D} \quad (6.30)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho_e \quad (6.31)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (6.32)$$

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \frac{\partial}{\partial x_j} \tau_{ij} + \rho_e E_i + (\mathbf{J} \times \mathbf{B})_i + f_i. \quad (6.33)$$

6.4.2 Equações Constitutivas

$$\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E} + \alpha \mathbf{v} \times \mathbf{H}$$

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H} - \alpha \mathbf{v} \times \mathbf{E}$$

$$\mathbf{J} - \rho_e \mathbf{v} = \sigma (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})$$

$$\tau_{ij} = \lambda \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} + \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right).$$

6.4.3 Condições de Fronteira

$$[[\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}]]_m = 0$$

$$[[\mathbf{B}]]_n = 0$$

$$[[\sigma(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})]]_n = -\frac{\partial}{\partial t}\sigma_e$$

$$[[\mathbf{D}]]_n = \sigma_f$$

$$\left[[\tau_{ij} + \tau_{ij}^e + g_i v_j] \right] n_j = 0.$$

7 Recondicionamento do Modelo de Dunkin e Erigen

Uma das contribuições dessa monografia é a utilização de hipóteses simplificadoras de ordem física e experimental, disponíveis na literatura, para reescrever o modelo do acoplamento magneto-elástico de forma que o mesmo possa receber um tratamento matemático e computacional, no sentido de solucionar um problema direto.

Como vimos na subseção 4.4, a polarização e magnetização de um determinado material depende das características de cada material. De acordo com [Jackson(1999)] e [Griffiths(1999)], as equações constitutivas apresentadas na subseção 6.4.2 podem não ser simples pois existe uma diversidade enorme de propriedades elétricas e magnéticas dos materiais, especialmente em sólidos cristalínicos e materiais ferroelétricos e ferromagnéticos que têm polarização e magnetização não nulos mesmo na abstenção de aplicação de campos eletromagnéticos. Com excessão desses tipos de materiais, a aplicação de campos eletromagnéticos produzem polarização e magnetização proporcional aos campos aplicados, e a relação do campo de densidade de fluxo elétrico com o campo elétrico bem como a relação do campo magnético auxiliar com o campo magnético são consideradas lineares, pois a contribuição das parcelas não-lineares tornam-se desprezíveis. Podemos ainda considerar a permeabilidade magnética de muitos materiais tendo valor muito próximo da permeabilidade magnética no vácuo, assim $\mu = \mu_0$. Com isso, temos que o escalar α definido em 6.4 tem seu valor considerado nulo, e as expressões para o campo de densidade de fluxo elétrico e o campo magnético da subseção 6.4.2 se tornam

$$\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E} \quad (7.1)$$

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H}. \quad (7.2)$$

Substituindo a equação 7.1 na equação 6.29 e aplicando a transformada de Fourier, temos a relação entre o campo elétrico e o campo magnético auxiliar dada por

$$\nabla \times \widehat{\mathbf{E}} = i \omega \mu_0 \widehat{\mathbf{H}}, \quad (7.3)$$

onde i é um número complexo, ω é a frequência temporal e a notação $\widehat{\cdot}$ significa que a função vetorial está no domínio da frequência temporal.

Ondas eletromagnéticas se propagam com velocidade da luz que é limitada. Segundo [Jackson(1999)], num sistema onde as dimensões são pequenas comparadas ao comprimento de onda eletromagnética e comparadas à escala de tempo dominante, podemos tratar a velocidade da luz como instantânea num regime denominado *quasi-estacionário*.

Como consequência dessa premissa, em meios condutivos a contribuição do campo de densidade de fluxo elétrico é muito pequena quando comparada à contribuição da densidade de corrente elétrica na produção de campos magnéticos. Assim, podemos desprezar a parcela referente à corrente deslocada introduzida por Maxwell na lei de Amperé, o que implica (pela equação 6.31) em $\rho_e = 0$. Vamos supor ainda que o campo magnético auxiliar medido durante o efeito magneto-elástico seja uma combinação do campo magnético gerado \mathbf{H} mais o campo magnético natural da Terra \mathbf{H}^0 , e para manter a notação vamos usar a substituição

$$\mathbf{H} \longrightarrow \mathbf{H} + \mathbf{H}^0. \quad (7.4)$$

Utilizando a equação 7.2, o campo de densidade de corrente elétrica dado pela subseção 6.4.2 poder ser reescrito como

$$\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E} + \mathbf{v} \times \sigma \mu_0 \mathbf{H}. \quad (7.5)$$

Substituindo esta última relação juntamente com a equação 7.1 na equação 6.30, e aplicando a transformada de Fourier, temos

$$\nabla \times \hat{\mathbf{H}} = (\sigma - i \epsilon \omega) \hat{\mathbf{E}} + \hat{\mathbf{v}} \times \sigma \mu_0 \mathbf{H}^0, \quad (7.6)$$

onde $\hat{\mathbf{v}} = -i \omega \hat{\mathbf{u}}$ é a velocidade de deslocamento do meio. Na dedução da equação acima, estamos considerando que a contribuição da parcela $\hat{\mathbf{v}} \times \sigma \mu_0 \hat{\mathbf{H}}$ é desprezível se comparada à contribuição do campo geomagnético, ainda como uma consequência do regime quasi-estacionário.

De acordo com [Knopoff(1955)], a alteração que os campos eletromagnéticos aplicam em ondas elásticas é desprezível, e assim podemos excluir a força de Lorentz e reescrever a equação 6.33 no domínio da frequência na forma matricial como

$$-i \omega \rho \hat{\mathbf{v}} = \nabla \cdot \hat{\boldsymbol{\tau}} + \hat{\mathbf{F}}. \quad (7.7)$$

A lei de Hooke dada na subseção 6.4.2 pode ser reescrita no domínio da frequência e em sua forma matricial como

$$\hat{\boldsymbol{\tau}} = \lambda \nabla \cdot \hat{\mathbf{u}} \cdot I + \mu (\nabla \hat{\mathbf{u}} + \nabla \hat{\mathbf{u}}^\top), \quad (7.8)$$

onde I é a matriz identidade e $\nabla \hat{\mathbf{u}} = (\nabla u_1, \nabla u_2, \nabla u_3)$ é o gradiente do campo vetorial que dá o deslocamento do meio de propagação das ondas.

Substituindo a equação 7.2 na equação 6.32 e aplicando a transformada de Fourier, temos

$$\nabla \cdot \hat{\mathbf{H}} = 0. \quad (7.9)$$

Assumindo as hipóteses simplificadoras acima, com a dependência do tempo dada por $e^{(-i\omega t)}$, as equações diferenciais parciais linearizadas de magneto-elasticidade são

$$\nabla \times \widehat{\mathbf{E}} = i\omega \mu_0 \widehat{\mathbf{H}}$$

$$\nabla \times \widehat{\mathbf{H}} = (\sigma - i\epsilon\omega) \widehat{\mathbf{E}} + \widehat{\mathbf{v}} \times \sigma \mu_0 \mathbf{H}^0$$

$$-i\omega\rho \widehat{\mathbf{v}} = \nabla \cdot \widehat{\boldsymbol{\tau}} + \widehat{\mathbf{F}}$$

$$\widehat{\boldsymbol{\tau}} = \lambda \nabla \cdot \widehat{\mathbf{u}} \cdot I + \mu (\nabla \widehat{\mathbf{u}} + \nabla \widehat{\mathbf{u}}^\top)$$

$$\nabla \cdot \widehat{\mathbf{H}} = 0$$

Vamos definir $\sigma^* = (\sigma - i\epsilon\omega)$. No subsolo, por conta do regime quasi-estacionário, ($\sigma >> \epsilon\omega$) e temos $\sigma^* = \sigma$. No ar, a condutividade é zero e a permeabilidade elétrica é próxima a do vácuo, assim temos $\sigma^* = -i\epsilon_0\omega$.

8 Método Matricial para Solução de EDO's

Este capítulo trata do estudo do método matricial para analisar a propagação de ondas em subsuperfície terrestre, conforme estruturado em [Ursin(1983)]. Graças a similaridade matemática entre sistemas de EDP's eletromagnéticas (Maxwell) e sistemas de EDP's elásticas (Lamé), podemos dar um desenvolvimento unificado para esses sistemas. Utilizamos um conjunto de transformadas e mudança de eixos coordenados para dividir esses dois sistemas de EDP's em quatro sistemas de EDO's escritos em forma matricial, onde as variáveis dependentes estejam em função apenas da profundidade e da frequência temporal. Os coeficientes desses sistemas de EDO's podem ser reunidos numa matriz M de dimensão $2n \times 2n$, a qual pode ser particionada em quatro submatrizes de dimensão $n \times n$, e é usada como o ponto de partida para o estudo da propagação de ondas em subsuperfície.

As propriedades de simetria da matriz M nos permitem separar o campo de ondas em ascendentes e descendentes através de uma decomposição em autovetores. Essas propriedades nos permitem também deduzir características invariantes da propagação, onde uma dessas características é válida apenas para meios de baixa dissipação de ondas e correspondem à conservação de energia. A matriz de propagação de ondas pode ser computada para camadas homogêneas ou não, através de um método relativamente simples. Dado o vetor de ondas na camada superficial, podemos calcular seu valor para qualquer camada usando a matriz de propagação.

A propagação de ondas em meios estratificados produz fenômenos de transmissão e reflexão de ondas. Dadas as deduções das matrizes de transmissão e reflexão, podemos relacioná-las com a matriz de propagação, bem como deduzir propriedades de simetrias para essas matrizes através das características invariantes da propagação. Podemos ainda deduzir as matrizes de transmissão e reflexão modificadas para pilha de camadas limitadas superiormente por uma superfície livre.

8.1 Características das Equações na Forma Matricial de Ursin

É possível utilizar o método matricial no formato preconizado por [Ursin(1983)] para resolver sistemas de EDO's desde que se possa escrever tal sistema como

$$\frac{\partial \Phi^{(m)}}{\partial z} = -i\omega M^{(m)} \Phi^{(m)} + \mathbf{S}^{(m)}, \quad \text{com } m \in \mathbb{N}, \quad (8.1)$$

onde $\mathbf{S}^{(m)}$ é um vetor de fonte de onda sísmica de dimensão $2n_m$ e as matrizes $M_{2n_m \times 2n_m}^{(m)}$ têm o formato

$$M^{(m)} = \begin{pmatrix} \mathbf{0} & M_1^{(m)} \\ M_2^{(m)} & \mathbf{0} \end{pmatrix}, \quad (8.2)$$

onde $M_1^{(m)}$ e $M_2^{(m)}$ são submatrizes simétricas de dimensão $n_m \times n_m$.

A equação 8.1 tem as seguintes características:

- $M_{2n \times 2n}^{(m)}$ é uma matriz que pode ser particionada em quatro submatrizes $n \times n$, com submatrizes de zeros na diagonal principal e submatrizes simétricas $M_1^{(m)}$ e $M_2^{(m)}$ na diagonal secundária. As componentes de $M_1^{(m)}$ e $M_2^{(m)}$ são funções dos parâmetros das EDP's que estão sendo trabalhadas, são funções também de z e do vetor real de vagarosidade $\gamma = \frac{k}{\omega}$. Para meios de baixa dissipação das ondas, as matrizes $M_1^{(m)}$ e $M_2^{(m)}$ são reais;
- O vetor de onda $\Phi^{(m)}$ tem dimensão $2n \times 1$ e é particionado em dois vetores $\Phi_1^{(m)}$ e $\Phi_2^{(m)}$ com dimensão $n \times 1$. As componentes do vetor de onda são escolhidas de forma que $\Phi^{(m)}$ seja contínuo através das fronteiras entre duas camadas;
- Para ondas elásticas, metade das componentes de $\Phi^{(m)}$ são zeros na superfície livre, ou seja, existe uma matriz de permutação $T_{2n \times 2n}$ onde $T^{-1} = T^\top$ e tal que

$$\begin{bmatrix} \mathbf{V}_1(\mathbf{0}) \\ \mathbf{0} \end{bmatrix} = T \Phi^{(m)} \quad \text{quando } z = 0;$$

O método a seguir é aplicado em equações escritas no formato matricial 8.1, com ondas se propagando numa pilha de camadas homogêneas e assumimos que os parâmetros das equações são funções contínuas no interior de cada camada e que dependem apenas da profundidade z . O modelo inclui pilha de camadas homogêneas com parâmetros constantes por camada e consideramos o eixo z como sendo positivo no sentido descendente.

8.2 Diagonalização

Considere matrizes M conforme a equação 8.2, onde por simplicidade de escrita não usaremos o sobrescrito m . Vamos aplicar nesta matriz um procedimento de diagonalização que pode ser encontrado em trabalhos como [Ursin(1983)], [White and Zhou(2006)] e [Azeredo(2013)].

Seja $(\mathbf{a}_m, \mathbf{b}_m)^\top$ seja um autovetor da matriz M associado ao autovalor q_m , com $m = 1, \dots, n$, assim

$$\begin{pmatrix} 0_{n \times n} & M_1 \\ M_2 & 0_{n \times n} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{a}_m \\ \mathbf{b}_m \end{pmatrix} = q_m \begin{pmatrix} \mathbf{a}_m \\ \mathbf{b}_m \end{pmatrix}. \quad (8.3)$$

Ou seja,

$$M_1 \mathbf{b}_m = q_m \mathbf{a}_m \quad (8.4)$$

e

$$M_2 \mathbf{a}_m = q_m \mathbf{b}_m. \quad (8.5)$$

Multiplicando 8.4 pela esquerda por M_2 e substituindo 8.5, temos

$$M_2 M_1 \mathbf{b}_m = q_m^2 \mathbf{b}_m. \quad (8.6)$$

Analogamente, multiplicando 8.5 pela esquerda por M_1 substituindo 8.4, temos

$$M_1 M_2 \mathbf{a}_m = q_m^2 \mathbf{a}_m. \quad (8.7)$$

Desta forma, \mathbf{a}_m é um autovetor associado à matriz $M_1 M_2$, e \mathbf{b}_m é um autovetor associado à matriz $M_2 M_1$.

Como estamos assumindo que M_1 e M_2 são simétricas, partindo da equação 8.6 e usando a equação 8.7, temos

$$\begin{aligned} q_m^2 \mathbf{b}_m &= M_2 M_1 \mathbf{b}_m \\ q_m^2 \mathbf{a}_j^\top \mathbf{b}_m &= \mathbf{a}_j^\top M_2 M_1 \mathbf{b}_m \\ &= \mathbf{b}_m^\top M_1 M_2 \mathbf{a}_j \\ &= q_j^2 \mathbf{a}_j^\top \mathbf{b}_m. \end{aligned}$$

Isolando $\mathbf{a}_j^\top \mathbf{b}_m$ na última igualdade acima, temos que

$$\mathbf{a}_j^\top \mathbf{b}_m = \begin{cases} 0, & \text{se } m \neq j \\ \alpha_{j,m}, & \text{se } m = j, \end{cases} \quad (8.8)$$

onde α é um valor indeterminado.

Vamos definir a matriz L_1 de dimensão $n \times n$ onde cuja m -ésima coluna é dada por \mathbf{a}_m , e a matriz L_2 também de dimensão $n \times n$ cuja m -ésima coluna é dada por \mathbf{b}_m . Assim, podemos reescrever as equações 8.4 e 8.5, respectivamente, como

$$M_1 L_2 = L_1 \Lambda \quad (8.9)$$

$$M_2 L_1 = L_2 \Lambda, \quad (8.10)$$

onde a matriz $\Lambda_{n \times n}$ é a matriz diagonal dos autovalores. Observe que podemos trabalhar com as equações normalizadas tomando $\alpha_{j,m} = 1$ na equação 8.8, que passa a definir o símbolo *Delta de Kroneker*¹, conforme [Lebedev and Cloud(2003)]. Assim, escrevemos as componentes de Λ como $\Lambda_{j,m} = q_j \mathbf{a}_j^\top \mathbf{b}_m$. Observe ainda que, deste modo, a equação 8.8 define a matriz identidade $I_{n \times n}$, a qual podemos usar para mostrar que

$$L_1^{-1} = L_2^\top \quad (8.11)$$

$$L_2^{-1} = L_1^\top. \quad (8.12)$$

¹ Nos abstivemos de usar o caractere grego δ na equação 8.8 por este já definir a função Delta de Dirac em nosso escopo.

Multiplicando pela direita as equações 8.9 e 8.10 respectivamente por L_2^{-1} e L_1^{-1} , e substituindo as equações 8.11 e 8.12, temos

$$M_1 = L_1 \Lambda L_1^\top \quad (8.13)$$

$$M_2 = L_2 \Lambda L_2^\top. \quad (8.14)$$

Definindo a matriz $L_{2n \times 2n}$ como

$$L = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} L_1 & L_1 \\ L_2 & -L_2 \end{pmatrix}, \quad (8.15)$$

e a matriz $\tilde{\Lambda}$ como

$$\tilde{\Lambda} = \begin{pmatrix} \Lambda & 0 \\ 0 & -\Lambda \end{pmatrix}, \quad (8.16)$$

podemos deduzir que

$$L^{-1} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} L_2^\top & L_1^\top \\ L_2^\top & -L_1^\top \end{pmatrix} \quad (8.17)$$

e

$$M = L \tilde{\Lambda} L^{-1}. \quad (8.18)$$

8.3 Solução de EDO's na Ausência de Fonte

Vamos determinar inicialmente a solução de EDO's considerando o meio homogêneo e livre de fonte de onda sísmica. Após a diagonalização das equações, podemos aplicar um método utilizado por alguns autores como [Ursin(1983)], [Azeredo(2013)], [White and Zhou(2006)], [Miranda(2016)] entre outros, para determinar as soluções na ausência de fonte. Esse mesmo método pode ser utilizado para determinar as soluções na presença de fonte como veremos no capítulo 8.4. Ausência de fonte significa que temos $\mathbf{S}^{(m)} = 0$ na equação 8.1. A matriz $M^{(m)}$ possui entradas constantes por camada estratigráfica, as submatrizes na diagonal principal são nulas e as submatrizes na diagonal secundária são simétricas.

8.3.1 Ondas Ascendentes e Ondas Descendentes

Vamos redefinir o vetor de ondas como

$$\Phi = L \Psi. \quad (8.19)$$

Substituindo a equação 8.19 na equação 8.1, temos

$$\frac{\partial \Psi}{\partial z} = -i\omega L^{-1} M L \Psi, \quad (8.20)$$

onde o sobrescrito m está sendo omitido por questão de simplicidade. De acordo com a equação 8.18, temos que as matrizes M e $\tilde{\Lambda}$ são semelhantes, assim

$$\tilde{\Lambda} = L^{-1} M L.$$

Substituindo $\tilde{\Lambda}$ na equação 8.20, temos

$$\frac{\partial \Psi}{\partial z} = -i\omega \tilde{\Lambda} \Psi. \quad (8.21)$$

De acordo com a equação 8.16, $\tilde{\Lambda}$ é uma matriz cuja diagonal principal contém a submatriz Λ , onde Λ é uma matriz diagonal contendo os autovalores q_i . Definindo

$$\Psi = \begin{pmatrix} \mathbf{U} \\ \mathbf{D} \end{pmatrix} \quad (8.22)$$

e usando o fato de que $\tilde{\Lambda}$ é uma matriz diagonal, podemos resolver a equação diferencial 8.21 e expressar a solução na forma

$$\begin{aligned} \Psi(z) &= e^{-i\omega \tilde{\Lambda}(z-z_0)} \Psi(z_0) \\ &= \begin{pmatrix} e^{-i\omega \Lambda(z-z_0)} \mathbf{U}(z_0) \\ e^{i\omega \Lambda(z-z_0)} \mathbf{D}(z_0) \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (8.23)$$

Desta maneira, \mathbf{U} representa ondas ascendentes e \mathbf{D} representa ondas descendentes, z_0 é um ponto fixo na mesma região livre de fonte de z e $e^{\pm i\omega \Lambda(z-z_0)}$ é uma matriz diagonal onde o j -ésimo elemento da diagonal principal é dado por $e^{\pm i\omega q_j(z-z_0)}$.

8.3.2 Matriz de Salto para Camadas Estratificadas

A profundidade onde encontra-se uma interface entre duas camadas estratificadas será denotada por \bar{z} , onde as quantidades avaliadas imediatamente abaixo da interface será denotada por \bar{z}^+ e as quantidades avaliadas imediatamente acima da interface será denotada por \bar{z}^- . De acordo com [White and Zhou(2006)], temos a continuidade de Φ através das fronteiras entre as camadas, assim é válida a relação $\Phi^+ = \Phi^-$. Substituindo a equação 8.19, temos

$$\begin{aligned} L^+ \Psi^+ &= L^- \Psi^- \\ \Psi^+ &= (L^+)^{-1} L^- \Psi^- \\ \Psi^+ &= J \Psi^-, \end{aligned} \quad (8.24)$$

onde $J = (L^+)^{-1} L^-$ é denominada *matriz de salto*. Substituindo a equação 8.15, podemos expressar a matriz de salto como

$$J = \begin{pmatrix} J_A & J_B \\ J_B & J_A \end{pmatrix}, \quad (8.25)$$

onde J_A e J_B são dadas por

$$J_A = \frac{1}{2} [(L_2^+)^T L_1^- + (L_1^+)^T L_2^-] \quad (8.26)$$

$$J_B = \frac{1}{2} [(L_2^+)^T L_1^- - (L_1^+)^T L_2^-]. \quad (8.27)$$

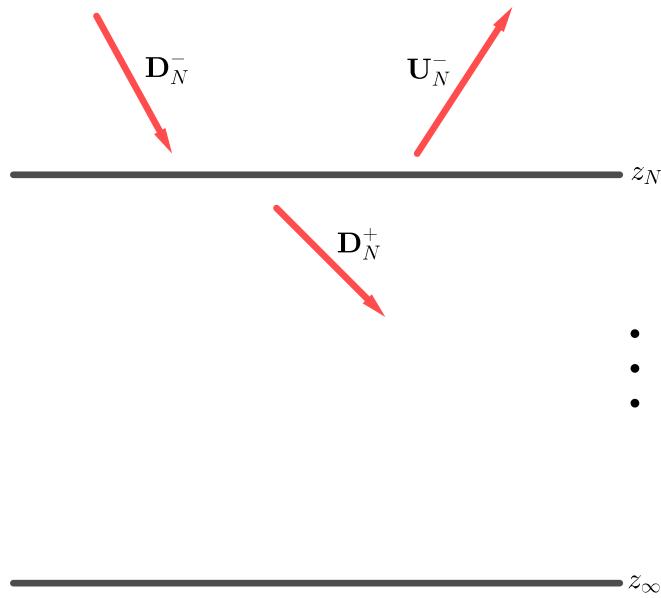


Figura 30 – *Ondas ascendentes e descendentes na última interface. Observe que não há ondas ascendentes depois da última camada.*

Com outra simples multiplicação de matrizes temos que

$$\begin{aligned} J^{-1} &= (L^-)^{-1} L^+ \\ &= \begin{pmatrix} J_A^\top & -J_B^\top \\ -J_B^\top & J_A^\top \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (8.28)$$

8.3.3 Matriz de Reflexão e Matriz de Transmissão

Considere um meio estratificado, homogêneo no interior de cada camada, com \$N\$ interfaces nas profundidades \$0 < z_1 < z_2 < \dots < z_N < \infty\$ e sem existência de fonte nessas camadas.

8.3.3.1 Reflexão e Transmissão na Última Interface

Pela figura 30, considerando que não há ondas ascendentes depois da última interface em \$z = z_N\$, podemos substituir a definição 8.22 na equação 8.24 e obter

$$\Psi_N^- = J_N^{-1} \Psi_N^+$$

$$\begin{pmatrix} \mathbf{U}_N^- \\ \mathbf{D}_N^- \end{pmatrix} = J_N^{-1} \begin{pmatrix} 0 \\ \mathbf{D}_N^+ \end{pmatrix}.$$

Substituindo a equação 8.28 na equação anterior, temos

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} \mathbf{U}_N^- \\ \mathbf{D}_N^- \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} J_{A,N}^\top & -J_{B,N}^\top \\ -J_{B,N}^\top & J_{A,N}^\top \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ \mathbf{D}_N^+ \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} -J_{B,N}^\top \mathbf{D}_N^+ \\ J_{A,N}^\top \mathbf{D}_N^+ \end{pmatrix}, \end{aligned}$$

ou seja,

$$\begin{aligned} \mathbf{U}_N^- &= -J_{B,N}^\top J_{A,N}^{-\top} \mathbf{D}_N^- \\ \mathbf{D}_N^+ &= J_{A,N}^{-\top} \mathbf{D}_N^-. \end{aligned}$$

Assim, vemos que para computar uma onda refletida, ou seja, uma onda ascendente a partir de uma interface entre camadas, usamos uma *matriz de reflexão* que fica definida como

$$\Gamma_N = -J_{B,N}^\top J_{A,N}^{-\top}. \quad (8.29)$$

Analogamente, vemos que para computar uma onda transmitida, ou seja, uma onda descendente a partir de uma interface entre camadas, usamos uma *matriz de transmissão* que fica definida como

$$T_N = J_{A,N}^{-\top}. \quad (8.30)$$

8.3.3.2 Reflexão e Transmissão numa Interface Qualquer

Definimos a espessura de uma camada, a partir da interface superior, como

$$\Delta z_m = z_{m+1} - z_m, \quad m = 1, 2, \dots, N-1, \quad (8.31)$$

e temos que uma onda se propagando da interface na profundidade z_m até a interface em z_{m+1} percorre uma profundidade total Δz_m . O valor dessa onda no fim da trajetória, quando $z = z_{m+1}$, é aproximadamente igual a Ψ_{m+1}^- , conforme a figura 31. Assim, usando a solução 8.23 podemos escrever

$$\Psi_{m+1}^- = e^{-i\omega\tilde{\Lambda}_m\Delta z_m} \Psi_m^+. \quad (8.32)$$

Sabendo que essa onda se propagando na camada abaixo da interface em z_m veio da camada anterior, podemos usar a matriz de salto na equação 8.24 e escrever

$$\Psi_m^+ = J_m \Psi_m^-. \quad (8.33)$$

Substituindo a equação 8.33 na equação 8.32, temos

$$\begin{aligned} \Psi_{m+1}^- &= e^{-i\omega\tilde{\Lambda}_m\Delta z_m} \Psi_m^+ \\ \Psi_{m+1}^- &= e^{-i\omega\tilde{\Lambda}_m\Delta z_m} J_m \Psi_m^- \\ \Psi_m^- &= J_m^{-1} e^{i\omega\tilde{\Lambda}_m\Delta z_m} \Psi_{m+1}^- \end{aligned} \quad (8.34)$$

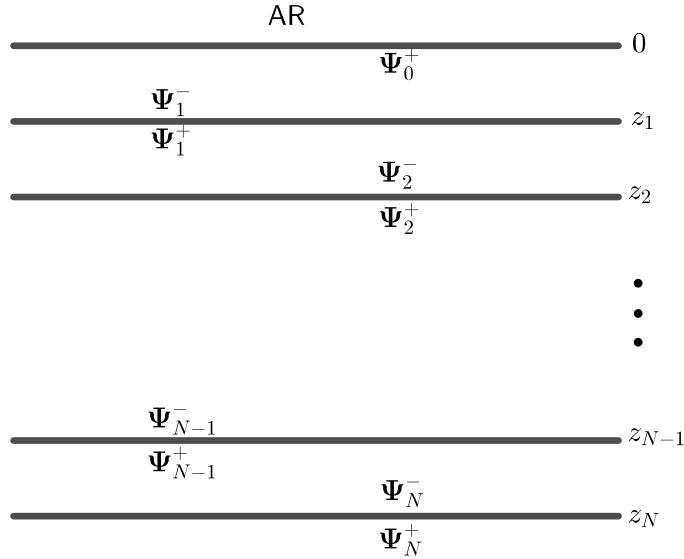


Figura 31 – Visualização de N interfaces em subsuperfície e a notação das ondas nas proximidades de cada interface.

Substituindo a equação 8.22 e a equação 8.28 na equação 8.34, temos

$$\mathbf{U}_m^- = J_{A,m}^\top e^{i\omega\Lambda_m \Delta z_m} \mathbf{U}_{m+1}^- - J_{B,m}^\top e^{-i\omega\Lambda_m \Delta z_m} \mathbf{D}_{m+1}^- \quad (8.35)$$

$$\mathbf{D}_m^- = -J_{B,m}^\top e^{i\omega\Lambda_m \Delta z_m} \mathbf{U}_{m+1}^- + J_{A,m}^\top e^{-i\omega\Lambda_m \Delta z_m} \mathbf{D}_{m+1}^- \quad (8.36)$$

Assim como definimos matriz de reflexão para a última interface em z_N , podemos definir a matriz de reflexão para uma interface qualquer, ou seja,

$$\mathbf{U}_{m+1}^- = \Gamma_{m+1} \mathbf{D}_{m+1}^- \quad (8.37)$$

Substituindo a equação 8.37 na equação 8.35 e na equação 8.36, temos

$$\mathbf{U}_m^- = (J_{A,m}^\top e^{i\omega\Lambda_m \Delta z_m} \Gamma_{m+1} - J_{B,m}^\top e^{-i\omega\Lambda_m \Delta z_m}) \mathbf{D}_{m+1}^- \quad (8.38)$$

$$\mathbf{D}_m^- = (-J_{B,m}^\top e^{i\omega\Lambda_m \Delta z_m} \Gamma_{m+1} + J_{A,m}^\top e^{-i\omega\Lambda_m \Delta z_m}) \mathbf{D}_{m+1}^- \quad (8.39)$$

Substituindo a equação 8.39 na equação 8.38, temos

$$\begin{aligned} \mathbf{U}_m^- &= (J_{A,m}^\top e^{i\omega\Lambda_m \Delta z_m} \Gamma_{m+1} - J_{B,m}^\top e^{-i\omega\Lambda_m \Delta z_m}) \\ &\quad \cdot (-J_{B,m}^\top e^{i\omega\Lambda_m \Delta z_m} \Gamma_{m+1} + J_{A,m}^\top e^{-i\omega\Lambda_m \Delta z_m})^{-1} \mathbf{D}_m^-, \end{aligned}$$

de onde podemos concluir que a matriz de reflexão em uma interface em z_m qualquer é dada por

$$\begin{aligned} \Gamma_m &= (J_{A,m}^\top e^{i\omega\Lambda_m \Delta z_m} \Gamma_{m+1} - J_{B,m}^\top e^{-i\omega\Lambda_m \Delta z_m}) \\ &\quad \cdot (-J_{B,m}^\top e^{i\omega\Lambda_m \Delta z_m} \Gamma_{m+1} + J_{A,m}^\top e^{-i\omega\Lambda_m \Delta z_m})^{-1}, \end{aligned}$$

ou

$$\begin{aligned}\Gamma_m &= (J_{A,m}^\top e^{i\omega\Lambda_m \Delta z_m} \Gamma_{m+1} e^{i\omega\Lambda_m \Delta z_m} - J_{B,m}^\top) \\ &\cdot (-J_{B,m}^\top e^{i\omega\Lambda_m \Delta z_m} \Gamma_{m+1} e^{i\omega\Lambda_m \Delta z_m} + J_{A,m}^\top)^{-1}.\end{aligned}\quad (8.40)$$

Quando uma onda atinge uma interface, além da possibilidade de reflexão há também a possibilidade de transmissão da onda para a camada inferior. De maneira análoga ao desenvolvido para reflexão de ondas, podemos deduzir a matriz para a transmissão de ondas em uma interface qualquer, que é dada por

$$T_m = T_{m+1} e^{i\omega\Lambda \Delta z_m} (-J_{B,m}^\top e^{i\omega\Lambda_m \Delta z_m} \Gamma_{m+1} e^{i\omega\Lambda_m \Delta z_m} + J_{A,m}^\top)^{-1}. \quad (8.41)$$

A validade das equações 8.40 e 8.41 para qualquer interface pode ser demonstrada por indução sobre m , e todas as matrizes de reflexão e transmissão podem ser computadas por recursão partindo das equações 8.29 e 8.30.

8.4 Solução na Presença de Fonte

Em prospecção de petróleo são utilizadas alguns tipos de fontes de ondas, através das quais se faz um mapeamento das características das camadas de subsuperfície. Segundo [Savit(1988)], esses tipos de fontes podem ser uma queda de peso, um caminhão *vibroseis*, explosivos e canhão de ar, esta última fonte utilizada em prospecção marítima. Sendo assim, vamos desenvolver uma solução para o nosso problema considerando agora a presença de uma fonte.

Considere ainda a equação 8.1 com o sobrescrito m omitido. Uma fonte \mathbf{S} localizada numa profundidade z_s pode ser representada na forma

$$\mathbf{S} = \mathbf{S}_0 \delta(z - z_s) + \mathbf{S}_1 \delta'(z - z_s), \quad (8.42)$$

onde \mathbf{S}_0 e \mathbf{S}_1 não dependem da profundidade e δ é a função *Delta de Dirac* conforme a subseção 3.4. Fontes que são distribuídas ao longo da profundidade podem, geralmente, ser sintetizadas por superposição de fontes do tipo \mathbf{S}_0 e \mathbf{S}_1 .

Uma solução por ser escrita como a combinação de uma solução inicial sofrendo a ação de alguma fonte, ou seja,

$$\Phi = \Phi_0 + \mathbf{S}_1 \delta(z - z_s). \quad (8.43)$$

Substituindo a equação 8.43 e a equação 8.42 na equação 8.1, temos

$$\frac{d\Phi_0}{dz} = -i\omega M \Phi_0 + [\mathbf{S}_0 - i\omega M \mathbf{S}_1] \delta(z - z_s), \quad (8.44)$$

e por simplicidade, vamos escrever

$$i\omega M \mathbf{S}_1 - \mathbf{S}_0 = \begin{pmatrix} \mathbf{S}_A \\ \mathbf{S}_B \end{pmatrix}. \quad (8.45)$$

Considerando a existência de uma interface imaginária na profundidade z_s da fonte, podemos determinar as condições de salto no local da fonte da mesma forma que estudamos as condições de salto nas interfaces que separam as camadas. Assim, integrando a equação 8.44 no intervalo que começa imediatamente acima da interface imaginária da fonte z_s^- , e termina imediatamente abaixo da interface imaginária da fonte em z_s^+ , e substituindo a equação 8.45, temos como solução

$$\Phi_0(z_s^-) = \Phi_0(z_s^+) + \begin{pmatrix} \mathbf{S}_A \\ \mathbf{S}_B \end{pmatrix}.$$

Substituindo a equação 8.43 e considerando as características da função Delta de Dirac, temos a seguinte condição de salto na profundidade da fonte

$$\Phi(z_s^-) = \Phi(z_s^+) + \begin{pmatrix} \mathbf{S}_A \\ \mathbf{S}_B \end{pmatrix}. \quad (8.46)$$

Vamos agora inserir uma interface imaginária imediatamente abaixo da fonte, em $z = z_s^+$ e utilizar os métodos do capítulo 8.3 para computar a matriz de reflexão $\Gamma_s \equiv \Gamma(z_s^+)$ a partir do topo desta camada. Já que a interface em z_s^+ é fictícia, as propriedades do meio são iguais acima e abaixo dessa interface, assim temos que $L_2^+ = L_2^-$ e $L_1^+ = L_1^-$. Substituindo essas identidades nas equações 8.26 e 8.27, temos

$$J_A = \frac{1}{2} [(L_2)^\top L_1 + (L_1)^\top L_2] \quad (8.47)$$

$$J_B = \frac{1}{2} [(L_2)^\top L_1 - (L_1)^\top L_2]. \quad (8.48)$$

Substituindo as equações 8.11 e 8.12 nas equações 8.47 e 8.48, obtemos que

$$J_A = I$$

$$J_B = 0.$$

Desta forma, a onda ascendente $\mathbf{U}(z_s^+)$ e a onda descendente $\mathbf{D}(z_s^+)$ a partir da interface em z_s^+ podem ser introduzidas na equação 8.22 para obtermos

$$\Psi(z_s^+) = \begin{pmatrix} \mathbf{U}(z_s^+) \\ \mathbf{D}(z_s^+) \end{pmatrix}.$$

Substituindo a equação 8.37 na equação acima, temos

$$\Psi(z_s^+) = \begin{pmatrix} \Gamma_s \mathbf{D}(z_s^+) \\ \mathbf{D}(z_s^+) \end{pmatrix}, \quad (8.49)$$

pois as ondas estão numa mesma camada e daí usamos que

$$\mathbf{U}^-(z_s^+) = \mathbf{U}(z_s^+)$$

$$\mathbf{D}^-(z_s^+) = \mathbf{D}(z_s^+).$$

Multiplicando a equação 8.46 por L^{-1} e substituindo a equação 8.19, obtemos

$$\Psi(z_s^-) = \Psi(z_s^+) + L^{-1} \begin{pmatrix} \mathbf{S}_A \\ \mathbf{S}_B \end{pmatrix}. \quad (8.50)$$

Substituindo a expressão para L^{-1} dada pela equação 8.17, juntamente com a equação 8.49 na equação 8.50, temos

$$\Psi(z_s^-) = \begin{pmatrix} \Gamma_s \mathbf{D}(z_s^+) \\ \mathbf{D}(z_s^+) \end{pmatrix} + \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} L_2^\top \mathbf{S}_A + L_1^\top \mathbf{S}_B \\ L_2^\top \mathbf{S}_A - L_1^\top \mathbf{S}_B \end{pmatrix}. \quad (8.51)$$

Admitindo que a fonte esteja no interior da primeira camada, ou seja, $0 < z_s < z_1$, a solução dada pela equação 8.51 é propagada para cima a partir de z_s^- usando a equação 8.23, e o salto através das interfaces entre camadas é dado pela equação 8.24 até que a onda atinja a interface terra/ar em $z = 0^+$. Assim,

$$\Psi(0^+) = e^{-i\omega\tilde{\Lambda}(0^+ - z_s^-)} \Psi(z_s^-),$$

e podemos usar as n condições de fronteira em $z = 0$ para determinarmos as n incógnitas de \mathbf{D}_s . Os demais termos da solução são conhecidos. A diferença $z_s^- - 0^+$ corresponde à profundidade da fonte, assim a solução anterior pode ser reescrita como

$$\Psi(0^+) = e^{-i\omega\tilde{\Lambda}(-z_s)} \Psi(z_s^-)$$

$$\Psi(0^+) = \begin{pmatrix} e^{i\omega\Lambda z_s} & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & e^{-i\omega\Lambda z_s} \end{pmatrix} \Psi(z_s^-).$$

Substituindo a equação 8.51 na equação acima, temos

$$\Psi(0^+) = \begin{pmatrix} e^{i\omega\Lambda z_s} \Gamma_s \mathbf{D}(z_s^+) \\ e^{-i\omega\Lambda z_s} \mathbf{D}(z_s^+) \end{pmatrix} + \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} e^{i\omega\Lambda z_s} (L_2^\top \mathbf{S}_A + L_1^\top \mathbf{S}_B) \\ e^{-i\omega\Lambda z_s} (L_2^\top \mathbf{S}_A - L_1^\top \mathbf{S}_B) \end{pmatrix}, \quad (8.52)$$

e teremos os valores de cada campo quando as ondas retornarem à superfície.

9 Sistema de EDO's do Efeito Magneto-Elástico

Neste capítulo vamos aplicar algumas técnicas como rotação do sistema de coordenadas e Transformadas Laterais de Fourier em EDP's da magneto-elásticidade para que as mesmas possam ser escritas como um sistema de EDO's.

9.1 Transformando EDP's em EDO's

Segundo [Dunkin and Eringen(1963)], o acoplamento entre ondas eletromagnéticas e elásticas se propagando no subsolo caracteriza o efeito magneto-elástico, e esse acoplamento pode ser modelado matematicamente através de um sistema de equações diferenciais parciais. Conforme [Pinho(2018)], podemos aplicar uma série de hipóteses oriundas das características físicas do efeito magneto-elástico, as quais visam simplificar e linearizar essas EDP's de forma que as mesmas possam receber um tratamento matemático analítico adequado, para em seguida se obter numericamente os valores dos campos eletromagnéticos e elásticos envolvidos no sistema.

$$\nabla \times \mathbf{E} = i\omega \mu_0 \mathbf{H} \quad (9.1)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = (\sigma - i\epsilon\omega) \mathbf{E} + \mathbf{v} \times \sigma \mu_0 \mathbf{H}^0 + \mathbf{j} \quad (9.2)$$

$$-i\omega\rho \mathbf{v} = \nabla \cdot \boldsymbol{\tau} + \mathbf{F} \quad (9.3)$$

$$\boldsymbol{\tau} = \lambda \nabla \cdot \mathbf{u} \cdot I + G (\nabla \mathbf{u} + \nabla \mathbf{u}^\top) \quad (9.4)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{H} = 0. \quad (9.5)$$

Estas equações estão no domínio da frequência ω , a dependência do tempo é dada por $e^{-i\omega t}$ e

- \mathbf{E} é o campo elétrico,
- \mathbf{B} é o campo magnético,
- \mathbf{D} é o campo de densidade de fluxo elétrico,
- \mathbf{H} é o campo magnético auxiliar,

- τ é o tensor de tensões,
- \mathbf{u} é o deslocamento do meio,
- \mathbf{v} é a velocidade de deslocamento do meio,
- \mathbf{F} é uma força aplicada ao meio,
- \mathbf{H}^0 é campo geomagnético,
- i é um número complexo,
- ω é a frequência temporal,
- μ_0 é a permeabilidade magnética no vácuo,
- σ é a condutividade do meio,
- ϵ é a permissividade elétrica do meio,
- ρ é a densidade do meio,
- λ e G são parâmetros de Lamé.

Vamos definir $\bar{\sigma} = (\sigma - i\epsilon\omega)$. No subsolo, por conta do regime quasi-estacionário, ($\sigma \gg \epsilon\omega$) e temos $\bar{\sigma} = \sigma$. No ar, a condutividade é zero e a permeabilidade elétrica é próxima a do vácuo ϵ_0 , assim temos $\bar{\sigma} = -i\epsilon_0\omega$.

No formato matricial, a equação 9.1 pode ser escrita como

$$\begin{pmatrix} \frac{\partial E_3}{\partial y} - \frac{\partial E_2}{\partial z} \\ \frac{\partial E_1}{\partial z} - \frac{\partial E_3}{\partial x} \\ \frac{\partial E_2}{\partial x} - \frac{\partial E_1}{\partial y} \end{pmatrix} = i\omega\mu_0 \begin{pmatrix} H_1 \\ H_2 \\ H_3 \end{pmatrix}.$$

Aplicando as transformadas laterais de Fourier, dada em 3.9, temos

$$\begin{cases} i k_y \hat{E}_3 - \frac{\partial \hat{E}_2}{\partial z} = i\omega\mu_0 \hat{H}_1 \\ \frac{\partial \hat{E}_1}{\partial z} - i k_x \hat{E}_3 = i\omega\mu_0 \hat{H}_2 \\ i k_x \hat{E}_2 - i k_y \hat{E}_1 = i\omega\mu_0 \hat{H}_3. \end{cases}$$

Rotacionando o sistema de forma que a primeira coordenada esteja orientada no sentido do vetor de onda horizontal, usando o operador dado pela equação 3.11, e fazendo as simplificações, temos

$$\begin{cases} -\frac{\partial \tilde{E}_2}{\partial z} = i\omega\mu_0 \tilde{H}_1 \\ \frac{\partial \tilde{E}_1}{\partial z} = i\omega\mu_0 \tilde{H}_2 + i k \tilde{E}_3 \\ i \tilde{E}_2 = \frac{i\omega\mu_0}{k} \tilde{H}_3. \end{cases}$$

Observando que $\mathbf{v} = -i\omega \mathbf{u}$ depois de aplicada a transformada de Fourier no tempo, a equação 9.2 pode ser escrita como

$$\begin{pmatrix} \frac{\partial H_3}{\partial y} - \frac{\partial H_2}{\partial z} \\ \frac{\partial H_1}{\partial z} - \frac{\partial H_3}{\partial x} \\ \frac{\partial H_2}{\partial x} - \frac{\partial H_1}{\partial y} \end{pmatrix} = (\sigma - i\epsilon\omega) \begin{pmatrix} E_1 \\ E_2 \\ E_3 \end{pmatrix} - i\omega\sigma\mu_0 \begin{pmatrix} u_2 H_3^0 - u_3 H_2^0 \\ u_3 H_1^0 - u_1 H_3^0 \\ u_1 H_2^0 - u_2 H_1^0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} j_1 \\ j_2 \\ j_3 \end{pmatrix}.$$

Aplicando as transformadas laterais de Fourier conforme a equação 3.9, temos

$$\begin{cases} ik_y \hat{H}_3 - \frac{\partial \hat{H}_2}{\partial z} = (\sigma - i\epsilon\omega) \hat{E}_1 - i\omega\sigma\mu_0(u_2 H_3^0 - u_3 H_2^0) + \hat{j}_1 \\ \frac{\partial \hat{H}_1}{\partial z} - ik_x \hat{H}_3 = (\sigma - i\epsilon\omega) \hat{E}_2 - i\omega\sigma\mu_0(u_3 H_1^0 - u_1 H_3^0) + \hat{j}_2 \\ ik_x \hat{H}_2 - ik_y \hat{H}_1 = (\sigma - i\epsilon\omega) \hat{E}_3 - i\omega\sigma\mu_0(u_1 H_2^0 - u_2 H_1^0) + \hat{j}_3. \end{cases}$$

Rotacionando o sistema usando o operador dado pela equação 3.11, e fazendo as simplificações, temos

$$\begin{cases} -\frac{\partial \tilde{H}_2}{\partial z} = (\sigma - i\epsilon\omega) \tilde{E}_1 - i\omega\sigma\mu_0 \tilde{H}_3^0 \tilde{u}_2 + i\omega\sigma\mu_0 \tilde{H}_2^0 \tilde{u}_3 + \tilde{j}_1 \\ \frac{\partial \tilde{H}_1}{\partial z} = (\sigma - i\epsilon\omega) \tilde{E}_2 + ik \tilde{H}_3 - i\omega\sigma\mu_0 \tilde{H}_1^0 \tilde{u}_3 + i\omega\sigma\mu_0 \tilde{H}_3^0 \tilde{u}_1 + \tilde{j}_2 \\ ik \tilde{H}_2 = (\sigma - i\epsilon\omega) \tilde{E}_3 - i\omega\sigma\mu_0(\tilde{H}_2^0 \tilde{u}_1 - \tilde{H}_1^0 \tilde{u}_2) + \tilde{j}_3. \end{cases}$$

A equação 9.3 pode ser reescrita como

$$\begin{cases} -\omega^2 \rho u_1 = \frac{\partial \tau_{11}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{12}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{13}}{\partial z} + F_1 \\ -\omega^2 \rho u_2 = \frac{\partial \tau_{21}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{22}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{23}}{\partial z} + F_2 \\ -\omega^2 \rho u_3 = \frac{\partial \tau_{31}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{32}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{33}}{\partial z} + F_3 \end{cases}$$

Aplicando as transformadas laterais de Fourier, temos

$$\begin{cases} -\omega^2 \rho \hat{u}_1 = ik_x \hat{\tau}_{11} + ik_y \hat{\tau}_{12} + \frac{\partial \hat{\tau}_{13}}{\partial z} + \hat{F}_1 \\ -\omega^2 \rho \hat{u}_2 = ik_x \hat{\tau}_{21} + ik_y \hat{\tau}_{22} + \frac{\partial \hat{\tau}_{23}}{\partial z} + \hat{F}_2 \\ -\omega^2 \rho \hat{u}_3 = ik_x \hat{\tau}_{31} + ik_y \hat{\tau}_{32} + \frac{\partial \hat{\tau}_{33}}{\partial z} + \hat{F}_3. \end{cases}$$

Aplicando a rotação e simplificando as equações, temos

$$\begin{cases} -\omega^2 \rho \tilde{u}_1 = ik \tilde{\tau}_{11} + \frac{\partial \tilde{\tau}_{13}}{\partial z} + \tilde{F}_1 \\ -\omega^2 \rho \tilde{u}_2 = ik \tilde{\tau}_{12} + \frac{\partial \tilde{\tau}_{23}}{\partial z} + \tilde{F}_2 \\ -\omega^2 \rho \tilde{u}_3 = ik \tilde{\tau}_{13} + \frac{\partial \tilde{\tau}_{33}}{\partial z} + \tilde{F}_3. \end{cases}$$

A equação 9.4 pode ser reescrita como

$$\begin{pmatrix} \tau_{11} & \tau_{12} & \tau_{13} \\ \tau_{21} & \tau_{22} & \tau_{23} \\ \tau_{31} & \tau_{32} & \tau_{33} \end{pmatrix} = \lambda \left(\frac{\partial u_1}{\partial x} + \frac{\partial u_2}{\partial y} + \frac{\partial u_3}{\partial z} \right) I + G \begin{pmatrix} 2 \frac{\partial u_1}{\partial x} & \frac{\partial u_1}{\partial y} + \frac{\partial u_2}{\partial x} & \frac{\partial u_1}{\partial z} + \frac{\partial u_3}{\partial x} \\ \frac{\partial u_2}{\partial x} + \frac{\partial u_1}{\partial y} & 2 \frac{\partial u_2}{\partial y} & \frac{\partial u_2}{\partial z} + \frac{\partial u_3}{\partial y} \\ \frac{\partial u_3}{\partial x} + \frac{\partial u_1}{\partial z} & \frac{\partial u_3}{\partial y} + \frac{\partial u_2}{\partial z} & 2 \frac{\partial u_3}{\partial z} \end{pmatrix},$$

onde I é uma matriz identidade. Dada a simetria do tensor τ_{ij} temos seis equações

$$\begin{cases} \tau_{11} = \lambda \left(\frac{\partial u_1}{\partial x} + \frac{\partial u_2}{\partial y} + \frac{\partial u_3}{\partial z} \right) + 2G \frac{\partial u_1}{\partial x} \\ \tau_{12} = G \left(\frac{\partial u_1}{\partial y} + \frac{\partial u_2}{\partial x} \right) \\ \tau_{13} = G \left(\frac{\partial u_1}{\partial z} + \frac{\partial u_3}{\partial x} \right) \\ \tau_{22} = \lambda \left(\frac{\partial u_1}{\partial x} + \frac{\partial u_2}{\partial y} + \frac{\partial u_3}{\partial z} \right) + 2G \frac{\partial u_2}{\partial y} \\ \tau_{23} = G \left(\frac{\partial u_2}{\partial z} + \frac{\partial u_3}{\partial y} \right) \\ \tau_{33} = \lambda \left(\frac{\partial u_1}{\partial x} + \frac{\partial u_2}{\partial y} + \frac{\partial u_3}{\partial z} \right) + 2G \frac{\partial u_3}{\partial z}. \end{cases}$$

Aplicando as transformadas laterais de Fourier no sistema acima, temos

$$\begin{cases} \hat{\tau}_{11} = \lambda \left(-i k_x \hat{u}_1 - i k_y \hat{u}_2 + \frac{\partial \hat{u}_3}{\partial z} \right) - 2iG k_x \hat{u}_1 \\ \hat{\tau}_{12} = G (-i k_y \hat{u}_1 - i k_x \hat{u}_2) \\ \hat{\tau}_{13} = G \left(\frac{\partial \hat{u}_1}{\partial z} - i k_x \hat{u}_3 \right) \\ \hat{\tau}_{22} = \lambda \left(-i k_x \hat{u}_1 - i k_y \hat{u}_2 + \frac{\partial \hat{u}_3}{\partial z} \right) - 2iG k_y \hat{u}_2 \\ \hat{\tau}_{23} = G \left(\frac{\partial \hat{u}_2}{\partial z} - i k_y \hat{u}_3 \right) \\ \hat{\tau}_{33} = \lambda \left(-i k_x \hat{u}_1 - i k_y \hat{u}_2 + \frac{\partial \hat{u}_3}{\partial z} \right) + 2G \frac{\partial \hat{u}_3}{\partial z}. \end{cases}$$

E aplicando a rotação Ω na forma dada pela equação 3.13, fazendo as simplificações, finalmente a lei de Hooke se torna

$$\begin{cases} \tilde{\tau}_{11} = i k (\lambda + 2G) \tilde{u}_1 + \lambda \frac{\partial \tilde{u}_3}{\partial z} \\ \tilde{\tau}_{12} = i G k \tilde{u}_2 \\ \tilde{\tau}_{13} = G \frac{\partial \tilde{u}_1}{\partial z} + i G k \tilde{u}_3 \\ \tilde{\tau}_{22} = \lambda \frac{\partial \tilde{u}_3}{\partial z} + i \lambda k \tilde{u}_1 \\ \tilde{\tau}_{23} = G \frac{\partial \tilde{u}_2}{\partial z} \\ \tilde{\tau}_{33} = (\lambda + 2G) \frac{\partial \tilde{u}_3}{\partial z} + i \lambda k \tilde{u}_1. \end{cases}$$

Vimos que as equações 9.1, 9.2, 9.3 e 9.4 escritas no espaço horizontal de Fourier e rotacionadas nos fornecem quinze equações. Isolando as variáveis $\tilde{H}_3, \tilde{E}_3, \tilde{\tau}_{11}, \tilde{\tau}_{22}$ e $\tilde{\tau}_{12}$, podemos substituir algumas equações em outras e reduzir a quantidade para dez. Fazendo ainda as substituições da variável $\dot{\tilde{\mathbf{u}}} = -i\omega\tilde{\mathbf{u}}$, da vagarosidade horizontal conforme a equação 3.5 e isolando as derivadas parciais em relação à profundidade, temos o seguinte sistema

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \tilde{E}_1}{\partial z} = \left(i\omega\mu_0 + \frac{i^2\gamma^2\omega^2}{\sigma - i\epsilon\omega} \right) \tilde{H}_2 - \frac{i\gamma\omega\sigma\mu_0\tilde{H}_2^0}{\sigma - i\epsilon\omega} \dot{\tilde{u}}_1 + \frac{i\gamma\omega\sigma\mu_0\tilde{H}_1^0}{\sigma - i\epsilon\omega} \dot{\tilde{u}}_2 + \frac{i\gamma\omega}{\sigma - i\epsilon\omega} \tilde{j}_3 \\ \\ \frac{\partial \tilde{E}_2}{\partial z} = -i\omega\mu_0 \tilde{H}_1 \\ \\ -\frac{\partial \tilde{H}_1}{\partial z} = -\left(\sigma - i\epsilon\omega + \frac{i^2\gamma^2\omega^2}{i\omega\mu_0} \right) \tilde{E}_2 + \sigma\mu_0\tilde{H}_3^0\dot{\tilde{u}}_1 - \sigma\mu_0\tilde{H}_1^0\dot{\tilde{u}}_3 - \tilde{j}_2 \\ \\ \frac{\partial \tilde{H}_2}{\partial z} = -(\sigma - i\epsilon\omega) \tilde{E}_1 - \sigma\mu_0\tilde{H}_3^0\dot{\tilde{u}}_2 + \sigma\mu_0\tilde{H}_2^0\dot{\tilde{u}}_3 - \tilde{j}_1 \\ \\ \frac{\partial \dot{\tilde{u}}_1}{\partial z} = -i\gamma\omega\dot{\tilde{u}}_3 - \frac{i\omega}{G} \tilde{\tau}_{13} \\ \\ \frac{\partial \dot{\tilde{u}}_2}{\partial z} = -\frac{i\omega}{G} \tilde{\tau}_{23} \\ \\ \frac{\partial \dot{\tilde{u}}_3}{\partial z} = -\frac{i\omega}{\lambda + 2G} \tilde{\tau}_{33} - \frac{i\omega\gamma\lambda}{\lambda + 2G} \dot{\tilde{u}}_1 \\ \\ \frac{\partial \tilde{\tau}_{13}}{\partial z} = \left[\frac{\omega\rho}{i} - \frac{i^2\gamma^2\omega}{i} \cdot \frac{\lambda^2 - (\lambda + 2G)^2}{\lambda + 2G} \right] \dot{\tilde{u}}_1 - \frac{i\omega\gamma\lambda}{\lambda + 2G} \tilde{\tau}_{33} - \tilde{F}_1 \\ \\ \frac{\partial \tilde{\tau}_{23}}{\partial z} = \left[\frac{\omega\rho}{i} + \frac{i^2\gamma^2\omega G}{i} \right] \dot{\tilde{u}}_2 - \tilde{F}_2 \\ \\ \frac{\partial \tilde{\tau}_{33}}{\partial z} = \frac{\omega\rho}{i} \dot{\tilde{u}}_3 - i\omega\gamma\tilde{\tau}_{13} - \tilde{F}_3. \end{array} \right.$$

O sistema acima pode ser colocado num formato matricial composto por submatrizes nulas e submatrizes simétricas, e para isso precisamos agrupar essa dez equações em quatro equações matriciais.

$$\frac{\partial}{\partial z} \begin{pmatrix} \tilde{E}_1 \\ \tilde{H}_2 \end{pmatrix} = -i\omega \begin{pmatrix} 0 & -\mu_0 - \frac{i\gamma^2\omega}{\sigma-i\epsilon\omega} \\ \frac{\sigma-i\epsilon\omega}{i\omega} & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{E}_1 \\ \tilde{H}_2 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \frac{i\gamma\omega\sigma\mu_0\tilde{H}_1^0}{\sigma-i\epsilon\omega}\dot{\tilde{u}}_2 - \frac{i\gamma\omega\sigma\mu_0\tilde{H}_2^0}{\sigma-i\epsilon\omega}\dot{\tilde{u}}_1 + \frac{i\gamma\omega}{\sigma-i\epsilon\omega}\tilde{j}_3 \\ \sigma\mu_0\tilde{H}_2^0\dot{\tilde{u}}_3 - \sigma\mu_0\tilde{H}_3^0\dot{\tilde{u}}_2 - \tilde{j}_1 \end{pmatrix} \quad (9.6)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} \begin{pmatrix} \tilde{E}_2 \\ -\tilde{H}_1 \end{pmatrix} = -i\omega \begin{pmatrix} 0 & -\mu_0 \\ \frac{\sigma-i\epsilon\omega}{i\omega} + \frac{i\omega\gamma^2}{i\omega\mu_0} & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{E}_2 \\ -\tilde{H}_1 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 \\ -\sigma\mu_0\tilde{H}_1^0\dot{\tilde{u}}_3 + \sigma\mu_0\tilde{H}_3^0\dot{\tilde{u}}_1 - \tilde{j}_2 \end{pmatrix} \quad (9.7)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} \begin{pmatrix} \dot{\tilde{u}}_3 \\ \tilde{\tau}_{13} \\ \tilde{\tau}_{33} \\ \dot{\tilde{u}}_1 \end{pmatrix} = -i\omega \begin{pmatrix} 0 & 0 & \frac{1}{\lambda+2G} & \frac{\lambda\gamma}{\lambda+2G} \\ 0 & 0 & \frac{\lambda\gamma}{\lambda+2G} & \rho + \gamma^2 \frac{\lambda^2 - (\lambda+2G)^2}{\lambda+2G} \\ \rho & \gamma & 0 & 0 \\ \gamma & \frac{1}{G} & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \dot{\tilde{u}}_3 \\ \tilde{\tau}_{13} \\ \tilde{\tau}_{33} \\ \dot{\tilde{u}}_1 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 \\ -\tilde{F}_1 \\ -\tilde{F}_3 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (9.8)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} \begin{pmatrix} \dot{\tilde{u}}_2 \\ \tilde{\tau}_{23} \end{pmatrix} = -i\omega \begin{pmatrix} 0 & \frac{1}{G} \\ \rho - G\gamma^2 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \dot{\tilde{u}}_2 \\ \tilde{\tau}_{23} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 \\ -\tilde{F}_2 \end{pmatrix} \quad (9.9)$$

Uma vez que as dez variáveis das equações matriciais acima tenham sido determinadas, podemos determinar também as cinco variáveis restantes usando

$$\begin{cases} \tilde{H}_3 = \frac{\gamma}{\mu_0} \tilde{E}_2 \\ \tilde{E}_3 = \frac{i\omega\gamma}{\bar{\sigma}} \tilde{H}_2 - \frac{\sigma\mu_0\tilde{H}_2^0}{\bar{\sigma}} \dot{\tilde{u}}_1 + \frac{\sigma\mu_0\tilde{H}_1^0}{\bar{\sigma}} \dot{\tilde{u}}_2 - \frac{1}{\bar{\sigma}} \tilde{j}_3 \\ \tilde{\tau}_{11} = \gamma \frac{\lambda^2 - (\lambda+2G)^2}{\lambda+2G} \dot{\tilde{u}}_1 + \frac{\lambda}{\lambda+2G} \tilde{\tau}_{33} \\ \tilde{\tau}_{22} = \gamma \lambda \frac{\lambda - (\lambda+2G)}{\lambda+2G} \dot{\tilde{u}}_1 + \frac{\lambda}{\lambda+2G} \tilde{\tau}_{33} \\ \tilde{\tau}_{12} = -\gamma G \dot{\tilde{u}}_2. \end{cases}$$

10 Condições de Contorno do Efeito Magneto-Elástico e o Espaço Original

Como estamos assumindo que as propriedades materiais não se alteram no interior de cada camada da subsuperfície, temos que a matriz $M^{(m)}$ é constante para cada camada. Essas propriedades materiais se alteram descontinuamente conforme z varia de uma camada para outra através da interface de contato entre as camadas. Nessas interfaces vamos aplicar as condições de interface encontradas em [Pride(1994)], onde o vetor \mathbf{u} , as componentes normais de τ e as componentes tangenciais de \mathbf{E} e \mathbf{H} são contínuas. Assim, constatamos que os vetores $\Phi^{(m)}$ são contínuos através das interfaces entre as camadas.

10.1 Condições de Contorno

Resta estabelecer condições de contorno para os sistemas 9.6-9.9 no contato ar/superfície, ou seja, em $z = 0$. Aplicando ainda as condições de interface encontradas em [Pride(1994)], temos que a condição de contorno para o sistema 9.6 é

$$\tilde{H}_2 = -\frac{\epsilon_0}{q_0} \tilde{E}_1, \quad (10.1)$$

onde q_0 é a vagarosidade vertical dada por 3.8. Esta é a relação para uma onda eletromagnética ascendente, e foi deduzida do fato de que não há ondas eletromagnéticas descendentes no ar, pois todas as fontes estão na subsuperfície. Para o sistema 9.7, a condição de contorno é

$$\tilde{H}_1 = \frac{q_0}{\mu_0} \tilde{E}_2, \quad (10.2)$$

onde esta relação também foi deduzida do fato de que há apenas ondas eletromagnéticas ascendentes no ar. Para o sistema 9.8, as condições de contorno são

$$\tilde{\tau}_{13} = \tilde{\tau}_{33} = 0. \quad (10.3)$$

E para o sistema 9.9, a condição de contorno é

$$\tilde{\tau}_{23} = 0. \quad (10.4)$$

Observe que para cada um dos sistemas, precisaremos de condições de contorno adicionais para especificar uma solução. Essas condições surgirão, por ocasião da aplicação nas equações da magneto-elasticidade, do fato de que não há ondas ascendentes em $z \rightarrow \infty$, como pudemos observar na subseção 8.3 e na figura 30.

Essas condições de contorno são utilizadas nas equações da magneto-elasticidade mas podem desde já serem inseridas na solução genérica apresentada na subseção 8.4, como foi

desenvolvido por vários autores como [White and Zhou(2006)], [Azeredo(2013)], [Miranda(2016)] e [Oliveira(2018)]. Tal abordagem é interessante por facilitar análises futuras, assim, vamos escrever a solução na superfície como

$$\Phi(0^+) = \begin{pmatrix} G_A \Phi_g \\ G_B \Phi_g \end{pmatrix}, \quad (10.5)$$

onde as matrizes G_A G_B são de dimensão $n \times n$ e Φ_g é um vetor de dimensão n formado por incógnitas em $z = 0$. Considerando o sistema 9.6, temos

$$\Phi^{(1)} = \begin{pmatrix} \tilde{E}_1 \\ \tilde{H}_2 \end{pmatrix}$$

e sua condição de fronteira, quando $z = 0$ é dada pela equação 10.1,

$$\tilde{H}_2 = -\frac{\epsilon_0}{q_0} \tilde{E}_1.$$

Substituindo esta condição em $\Phi^{(1)}$, temos

$$\Phi^{(1)} = \begin{pmatrix} \tilde{E}_1 \\ -\frac{\epsilon_0}{q_0} \tilde{E}_1 \end{pmatrix}_{z=0^+}.$$

Colocando a equação acima no formato da equação 10.5, temos que

$$\Phi_g^{(1)} = \tilde{E}_1,$$

$$G_A^{(1)} = 1 \quad \text{e} \quad G_B^{(1)} = -\frac{\epsilon_0}{q_0}.$$

De maneira análoga, vamos escrever as soluções dos três sistemas restantes na forma dada pela equação 10.5. Substituindo a condição de contorno 10.2 no sistema 9.7, $\Phi^{(2)}$ é dado por

$$\Phi^{(2)} = \begin{pmatrix} \tilde{E}_2 \\ -\frac{q_0}{\mu_0} \tilde{E}_2 \end{pmatrix}_{z=0^+}$$

e temos

$$\Phi_g^{(2)} = \tilde{E}_2,$$

$$G_A^{(2)} = 1 \quad \text{e} \quad G_B^{(2)} = -\frac{q_0}{\mu_0}.$$

Substituindo a condição de contorno 10.3 no sistema 9.8, $\Phi^{(3)}$ é dado por

$$\Phi^{(3)} = \begin{pmatrix} \dot{\tilde{u}}_3 \\ 0 \\ 0 \\ \dot{\tilde{u}}_1 \end{pmatrix}_{z=0^+}$$

e temos,

$$\Phi_g^{(3)} = \begin{pmatrix} \dot{\tilde{u}}_3 \\ \dot{\tilde{u}}_1 \end{pmatrix},$$

$$G_A^{(3)} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \quad \text{e} \quad G_B^{(3)} = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}.$$

Substituindo a condição de contorno 10.4 no sistema 9.9, $\Phi^{(4)}$ é dado por

$$\Phi^{(4)} = \begin{pmatrix} \dot{\tilde{u}}_2 \\ 0 \end{pmatrix}_{z=0^+}$$

e temos,

$$\Phi_g^{(4)} = \dot{\tilde{u}}_2,$$

$$G_A^{(4)} = 1 \quad \text{e} \quad G_B^{(4)} = 0.$$

De acordo com a equação 8.19, podemos escrever

$$\Phi(0^+) = L \Psi(0^+),$$

e substituindo as equações 8.52, 10.5 e 8.15 na equação acima, temos

$$G_A \Phi_g = \frac{1}{\sqrt{2}} (L_1 e^{i \omega \Lambda z_s} \Gamma_s \mathbf{D}_s + L_1 e^{-i \omega \Lambda z_s} \mathbf{D}_s) \quad (10.6)$$

$$+ \frac{1}{2} [L_1 e^{i \omega \Lambda z_s} (L_2^\top \mathbf{S}_A + L_1^\top \mathbf{S}_B) + L_1 e^{-i \omega \Lambda z_s} (L_2^\top \mathbf{S}_A - L_1^\top \mathbf{S}_B)]$$

e

$$G_B \Phi_g = \frac{1}{\sqrt{2}} (L_2 e^{i \omega \Lambda z_s} \Gamma_s \mathbf{D}_s - L_2 e^{-i \omega \Lambda z_s} \mathbf{D}_s) \quad (10.7)$$

$$+ \frac{1}{2} [L_2 e^{i \omega \Lambda z_s} (L_2^\top \mathbf{S}_A + L_1^\top \mathbf{S}_B) - L_2 e^{-i \omega \Lambda z_s} (L_2^\top \mathbf{S}_A - L_1^\top \mathbf{S}_B)].$$

Utilizando novamente as equações 8.11 e 8.12, podemos multiplicar pela esquerda a equação 10.6 por L_2^\top e multiplicar pela esquerda a equação 10.7 por L_1^\top , deduzindo que

$$L_2^\top G_A \Phi_g = \frac{1}{\sqrt{2}} (e^{i \omega \Lambda z_s} \Gamma_s \mathbf{D}_s + e^{-i \omega \Lambda z_s} \mathbf{D}_s) \quad (10.8)$$

$$+ \frac{1}{2} [e^{i \omega \Lambda z_s} (L_2^\top \mathbf{S}_A + L_1^\top \mathbf{S}_B) + e^{-i \omega \Lambda z_s} (L_2^\top \mathbf{S}_A - L_1^\top \mathbf{S}_B)]$$

e

$$L_1^\top G_B \Phi_g = \frac{1}{\sqrt{2}} (e^{i \omega \Lambda z_s} \Gamma_s \mathbf{D}_s - e^{-i \omega \Lambda z_s} \mathbf{D}_s) \quad (10.9)$$

$$+ \frac{1}{2} [e^{i \omega \Lambda z_s} (L_2^\top \mathbf{S}_A + L_1^\top \mathbf{S}_B) - e^{-i \omega \Lambda z_s} (L_2^\top \mathbf{S}_A - L_1^\top \mathbf{S}_B)].$$

Subtraindo a equação 10.9 da equação 10.8, temos

$$(L_2^\top G_A - L_1^\top G_B) \Phi_g = \frac{2}{\sqrt{2}} e^{-i \omega \Lambda z_s} \mathbf{D}_s + e^{-i \omega \Lambda z_s} (L_2^\top \mathbf{S}_A - L_1^\top \mathbf{S}_B), \quad (10.10)$$

E isolando \mathbf{D}_s obtemos

$$\mathbf{D}_s = \frac{1}{\sqrt{2}} e^{i\omega\Lambda z_s} (L_2^\top G_A - L_1^\top G_B) \Phi_g - \frac{1}{\sqrt{2}} (L_2^\top \mathbf{S}_A - L_1^\top \mathbf{S}_B).$$

Ao multiplicar pela esquerda a equação 10.10 por $e^{i\omega\Lambda z_s} \Gamma_s e^{i\omega\Lambda z_s}$, temos

$$e^{i\omega\Lambda z_s} \Gamma_s e^{i\omega\Lambda z_s} (L_2^\top G_A - L_1^\top G_B) \Phi_g = \frac{2}{\sqrt{2}} e^{i\omega\Lambda z_s} \Gamma_s \mathbf{D}_s + e^{i\omega\Lambda z_s} \Gamma_s (L_2^\top \mathbf{S}_A - L_1^\top \mathbf{S}_B), \quad (10.11)$$

e somando as equações 10.8 e 10.9, temos

$$(L_2^\top G_A + L_1^\top G_B) \Phi_g = \frac{2}{\sqrt{2}} e^{i\omega\Lambda z_s} \Gamma_s \mathbf{D}_s + e^{i\omega\Lambda z_s} (L_2^\top \mathbf{S}_A + L_1^\top \mathbf{S}_B). \quad (10.12)$$

Subtraindo a equação 10.12 da equação 10.11, obtemos uma relação para Φ_g , dada por

$$\begin{aligned} \Phi_g &= [e^{i\omega\Lambda z_s} \Gamma_s e^{i\omega\Lambda z_s} (L_2^\top G_A - L_1^\top G_B) - (L_2^\top G_A + L_1^\top G_B)]^{-1} \\ &\quad \cdot e^{i\omega\Lambda z_s} [\Gamma_s (L_2^\top \mathbf{S}_A - L_1^\top \mathbf{S}_B) - (L_2^\top \mathbf{S}_A + L_1^\top \mathbf{S}_B)]. \end{aligned}$$

Em particular, quando a fonte está imediatamente abaixo da superfície livre, $z_s \approx 0$, temos

$$\Phi_g = [(\Gamma_s - I)L_2^\top G_A - (\Gamma_s + I)L_1^\top G_B]^{-1} [(\Gamma_s - I)L_2^\top \mathbf{S}_A - (\Gamma_s + I)L_1^\top \mathbf{S}_B].$$

Após obtermos Φ_g , é possível determinarmos todas as condições iniciais em $z = 0$, \mathbf{D}_s e $\mathbf{U}_s = \Gamma \mathbf{D}_s$. Em seguida, podemos obter a solução imediatamente abaixo da fonte conforme a relação 8.49. Teoricamente, a partir de agora, a solução pode ser computada em qualquer outra profundidade utilizando a propagação através das camadas de acordo com a relação 8.23 e o salto através das camadas usando a relação 8.24. No entanto, segundo [White and Zhou(2006)], a propagação de uma onda ascendente contínua no sentido descendente é numericamente instável usando a equação 8.23, pois as exponenciais complexas crescem ao invés de diminuirem com a distância. Assim, devemos obter \mathbf{U} a partir de \mathbf{D} usando Γ_m , ou fazer uso das matrizes de transmissão T_m .

10.2 Solução no Espaço Original

No processo de estabelecimento das EDP's do efeito magneto-elástico encontrado em [Pinho(2018)], a transformada de Fourier foi aplicada às equações para que as mesmas fossem escritas no domínio da frequência temporal. Aqui nesta monografia, aplicamos as transformadas laterais de Fourier deixando somente as derivadas em relação à profundidade, para em seguida aplicar uma mudança de eixos coordenados, através de uma rotação, facilitando a manipulação algébrica das equações. Para obtermos as soluções no espaço original, é necessário aplicarmos os procedimentos que invertem esses procedimentos aplicados anteriormente.

10.2.1 Rotação Inversa

No capítulo 9, os campos vetoriais foram rotacionados utilizando a relação 3.11, assim vamos obter os campos no sistema de coordenadas anterior aplicando a relação 3.12.

Para o campo elétrico, temos

$$\dot{\hat{E}}_1 = \frac{k_x}{k} \dot{\hat{E}}_1 - \frac{k_y}{k} \dot{\hat{E}}_2 \quad \dot{\hat{E}}_2 = \frac{k_y}{k} \dot{\hat{E}}_1 + \frac{k_x}{k} \dot{\hat{E}}_2 \quad \dot{\hat{E}}_3 = \dot{\hat{E}}_3.$$

Para o campo magnético auxiliar,

$$\dot{\hat{H}}_1 = \frac{k_x}{k} \dot{\hat{H}}_1 - \frac{k_y}{k} \dot{\hat{H}}_2 \quad \dot{\hat{H}}_2 = \frac{k_y}{k} \dot{\hat{H}}_1 + \frac{k_x}{k} \dot{\hat{H}}_2 \quad \dot{\hat{H}}_3 = \dot{\hat{H}}_3.$$

Para velocidade de deslocamento do meio temos

$$\dot{\hat{u}}_1 = \frac{k_x}{k} \dot{\hat{u}}_1 - \frac{k_y}{k} \dot{\hat{u}}_2 \quad \dot{\hat{u}}_2 = \frac{k_y}{k} \dot{\hat{u}}_1 + \frac{k_x}{k} \dot{\hat{u}}_2 \quad \dot{\hat{u}}_3 = \dot{\hat{u}}_3.$$

Para o tensor de tensões vamos aplicar a rotação inversa dada pela equação 3.14,

$$\begin{aligned} \hat{\tau}_{11} &= \frac{k_x^2}{k^2} \tilde{\tau}_{11} - 2 \frac{k_x k_y}{k^2} \tilde{\tau}_{12} + \frac{k_y^2}{k^2} \tilde{\tau}_{22} & \hat{\tau}_{13} &= \frac{k_x}{k} \tilde{\tau}_{13} - \frac{k_y}{k} \tilde{\tau}_{23} \\ \hat{\tau}_{12} &= \frac{k_x k_y}{k^2} (\tilde{\tau}_{11} - \tilde{\tau}_{22}) + \left(\frac{k_x^2 - k_y^2}{k^2} \tilde{\tau}_{12} \right) & \hat{\tau}_{23} &= \frac{k_y}{k} \tilde{\tau}_{13} + \frac{k_x}{k} \tilde{\tau}_{23} \\ \hat{\tau}_{22} &= \frac{k_y^2}{k^2} \tilde{\tau}_{11} + 2 \frac{k_x k_y}{k^2} \tilde{\tau}_{12} + \frac{k_x^2}{k^2} \tilde{\tau}_{22} & \hat{\tau}_{33} &= \tilde{\tau}_{33}. \end{aligned}$$

As relações acima podem ser simplificadas dependendo do tipo de fonte de onda sísmica utilizada.

10.2.2 Transformada de Hankel e Transformada Lateral de Fourier

Agora devemos inverter a transformada lateral de Fourier usando a relação 3.10 para obtermos as soluções no espaço real. Observe que as matrizes das equações 9.6 a 9.9 dependem somente da vagarosidade γ , ou da magnitude k do vetor $(k_x, k_y)^\top$ e não da direção desse vetor. No entanto, fatores contendo k_x e k_y foram introduzidos pela transformada dada pela relação 3.9. Assim, para aplicar a transformada lateral inversa de Fourier de forma prática, vamos utilizar a seguinte relação onde $\hat{g}(k)$ é uma função qualquer e m_1 e m_2 são inteiros positivos,

$$\Theta_{m_1, m_2}[k_x^{m_1} k_y^{m_2} \hat{g}(k)] = (-i)^{m_1+m_2} \left(\frac{\partial}{\partial x} \right)^{m_1} \left(\frac{\partial}{\partial y} \right)^{m_2} \frac{1}{2\pi} \int_{\mathbb{R}} \hat{g}(k) e^{ik} dk. \quad (10.13)$$

Escrevendo as coordenadas cartesianas como coordenadas cilíndricas, temos

$$x_1 = r \cos \theta \quad x_2 = r \sin \theta \quad x_3 = z, \quad (10.14)$$

e podemos calcular a transformada dada pela equação 10.13 através da transformada inversa de Hankel, descrita na subseção 3.6. Considere

$$\mathcal{B}[\hat{g}(k)] = \frac{1}{2\pi} \int_0^\infty k^{m_1} J_{m_2}(k r) \hat{g}(k) dk, \quad (10.15)$$

onde J_{m_2} é uma função de Bessel dada pela equação 3.20, e para os casos particulares onde $m_1, m_2 \in [0, 3]$, temos

$$\begin{aligned} \Theta_{0,0} &= \mathcal{B}_{1,0} & \Theta_{1,1} &= \sin\theta \cos\theta \left[\mathcal{B}_{3,0} - \frac{2}{r} \mathcal{B}_{2,1} \right] \\ \Theta_{2,0} &= \cos^2\theta \mathcal{B}_{3,0} - \frac{\cos^2\theta - \sin^2\theta}{r} \mathcal{B}_{2,1} & \Theta_{1,0} &= i \cos\theta \mathcal{B}_{2,1} \\ \Theta_{0,1} &= i \sin\theta \mathcal{B}_{2,1} & \Theta_{0,2} &= \sin^2\theta \mathcal{B}_{3,0} + \frac{\cos^2\theta - \sin^2\theta}{r} \mathcal{B}_{2,1} \end{aligned}$$

11 Aplicando a Diagonalização de Ursin

11.1 Aplicando a Diagonalização de Ursin na Equação 9.6

Comparando a equação 9.6 com a equação 8.1 temos as matrizes

$$M_1^{(1)} = \frac{-\mu_0\sigma - i\gamma^2\omega}{\bar{\sigma}} \quad \text{e} \quad M_2^{(1)} = \frac{\bar{\sigma}}{i\omega}.$$

Definimos autovalores e autovetores relacionados ao operador $M_1^{(1)} \cdot M_2^{(1)}$ na forma

$$\frac{-\mu_0\sigma - i\gamma^2\omega}{\bar{\sigma}} \cdot \frac{\bar{\sigma}}{i\omega} \mathbf{a}^{(1)} = q^{(1)2} \mathbf{a}^{(1)}, \quad (11.1)$$

e para termos um autovetor não trivial, é necessário o autovalor

$$q^{(1)} = \sqrt{\frac{-\mu_0\sigma - i\gamma^2\omega}{i\omega}}.$$

Substituindo o autovalor acima na equação 11.1, temos que o autovetor $\mathbf{a}^{(1)}$ é o autoespaço relativo ao autovalor $q^{(1)}$ e 1 é uma base para esse autoespaço.

O autovetor relacionado ao operador $M_2^{(1)} \cdot M_1^{(1)}$ é dado por

$$\mathbf{b}^{(1)} = \frac{\bar{\sigma}}{i\omega \sqrt{\frac{-\mu_0\sigma - i\gamma^2\omega}{i\omega}}} \cdot \mathbf{a}^{(1)}.$$

Tomando arbitrariamente o valor $\mathbf{a}^{(1)} = 1$ temos que as submatrizes de diagonalização são

$$L_1^{(1)} = 1 \quad \text{e} \quad L_2^{(1)} = \frac{\bar{\sigma}}{i\omega \sqrt{\frac{-\mu_0\sigma - i\gamma^2\omega}{i\omega}}},$$

e as matrizes para diagonalização são dadas por

$$L^{(1)} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ \frac{\bar{\sigma}}{i\omega \sqrt{\frac{-\mu_0\sigma - i\gamma^2\omega}{i\omega}}} & -\frac{\bar{\sigma}}{i\omega \sqrt{\frac{-\mu_0\sigma - i\gamma^2\omega}{i\omega}}} \end{pmatrix}$$

$$L^{(1)-1} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & \frac{i\omega \sqrt{\frac{-\mu_0\sigma - i\gamma^2\omega}{i\omega}}}{\bar{\sigma}} \\ 1 & -\frac{i\omega \sqrt{\frac{-\mu_0\sigma - i\gamma^2\omega}{i\omega}}}{\bar{\sigma}} \end{pmatrix}.$$

A matriz semelhante a $M^{(1)}$ é

$$\tilde{\Lambda}^{(1)} = \begin{pmatrix} \sqrt{\frac{-\mu_0\sigma - i\gamma^2\omega}{i\omega}} & 0 \\ 0 & -\sqrt{\frac{-\mu_0\sigma - i\gamma^2\omega}{i\omega}} \end{pmatrix}.$$

11.2 Aplicando a Diagonalização de Ursin na Equação 9.7

Comparando a equação 9.7 com a equação 8.1 temos as matrizes

$$M_1^{(2)} = -\mu_0 \quad \text{e} \quad M_2^{(2)} = \frac{\bar{\sigma} \mu_0 + i \omega \gamma^2}{i \omega \mu_0}.$$

Definimos autovalores e autovetores relacionados ao operador $M_1^{(2)} \cdot M_2^{(2)}$ na forma

$$-\mu_0 \cdot \frac{\bar{\sigma} \mu_0 + i \omega \gamma^2}{i \omega \mu_0} \mathbf{a}^{(2)} = q^{(2)2} \mathbf{a}^{(2)}, \quad (11.2)$$

e para termos um autovetor não trivial, é necessário o autovalor

$$q^{(2)} = \sqrt{-\frac{\bar{\sigma} \mu_0 + i \omega \gamma^2}{i \omega}}.$$

Substituindo o autovalor $q^{(2)}$ na equação 11.2, temos que o autovetor $\mathbf{a}^{(2)}$ é o autoespaço relativo ao autovalor $q^{(2)}$ e 1 é uma base para esse autoespaço.

O autovetor relacionado ao operador $M_2^{(2)} \cdot M_1^{(2)}$ é dado por

$$\mathbf{b}^{(2)} = -\frac{1}{\mu_0} \sqrt{-\frac{\bar{\sigma} \mu_0 + i \omega \gamma^2}{i \omega}} \cdot \mathbf{a}^{(2)}.$$

Tomando arbitrariamente o valor $\mathbf{a}^{(2)} = 1$ temos que as submatrizes de diagonalização são

$$L_1^{(2)} = 1 \quad \text{e} \quad L_2^{(2)} = -\frac{1}{\mu_0} \sqrt{-\frac{\bar{\sigma} \mu_0 + i \omega \gamma^2}{i \omega}},$$

e as matrizes para diagonalização são dadas por

$$L^{(2)} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ -\frac{1}{\mu_0} \sqrt{-\frac{\bar{\sigma} \mu_0 + i \omega \gamma^2}{i \omega}} & \frac{1}{\mu_0} \sqrt{-\frac{\bar{\sigma} \mu_0 + i \omega \gamma^2}{i \omega}} \end{pmatrix}$$

$$L^{(2)-1} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & -\mu_0 \left(-\frac{\bar{\sigma} \mu_0 + i \omega \gamma^2}{i \omega}\right)^{-\frac{1}{2}} \\ 1 & \mu_0 \left(-\frac{\bar{\sigma} \mu_0 + i \omega \gamma^2}{i \omega}\right)^{-\frac{1}{2}} \end{pmatrix}.$$

A matriz semelhante a $M^{(2)}$ é

$$\tilde{\Lambda}^{(2)} = \begin{pmatrix} \sqrt{-\frac{\bar{\sigma} \mu_0 + i \omega \gamma^2}{i \omega}} & 0 \\ 0 & -\sqrt{-\frac{\bar{\sigma} \mu_0 + i \omega \gamma^2}{i \omega}} \end{pmatrix}.$$

11.3 Aplicando a Diagonalização de Ursin na Equação 9.8

Comparando a equação 9.8 com a equação 8.1 temos as matrizes

$$M_1^{(3)} = \begin{pmatrix} \beta & \lambda\gamma\beta \\ \lambda\gamma\beta & \rho + \gamma^2\beta(\lambda^2 - \beta^{-1}) \end{pmatrix} \quad \text{e} \quad M_2^{(3)} = \begin{pmatrix} \rho & \gamma \\ \gamma & G^{-1} \end{pmatrix}$$

onde definimos $\beta = \frac{1}{\lambda+2G}$.

Definimos autovalores e autovetores relacionados ao operador $M_1^{(3)} \cdot M_2^{(3)}$ na forma

$$\begin{pmatrix} \beta & \lambda\gamma\beta \\ \lambda\gamma\beta & \rho + \gamma^2\beta(\lambda^2 - \beta^{-1}) \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \rho & \gamma \\ \gamma & G^{-1} \end{pmatrix} \mathbf{a}_i^{(3)} = q_i^{(3)2} \mathbf{a}_i^{(3)},$$

para $i = 1, 2$. E para evitarmos soluções triviais, é necessário que seja nulo o determinante da matriz

$$\begin{pmatrix} \beta\rho + \lambda\gamma^2\beta - q_i^{(3)2} & \beta\gamma + \lambda\gamma\beta G^{-1} \\ \lambda\gamma\beta\rho + \rho\gamma + \gamma^3\beta(\lambda^2 - \beta^{-2}) & \lambda\gamma^2\beta + \frac{\rho + \gamma^2\beta(\lambda^2 - \beta^{-2})}{G} - q_i^{(3)2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_{i1} \\ a_{i2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (11.3)$$

Anulando o determinante da matriz acima chegamos à equação do segundo grau em $q_i^{(3)2}$

$$q_i^{(3)4} - \left(\beta\rho + 2\lambda\gamma^2\beta + \frac{\rho + \gamma^2\beta(\lambda^2 - \beta^{-2})}{G} \right) q_i^{(3)2}$$

$$- (\beta\gamma + \lambda\gamma\beta G^{-1}) [\lambda\gamma\beta\rho + \rho\gamma + \gamma^3\beta(\lambda^2 - \beta^{-2})]$$

$$+ (\beta\rho + \lambda\gamma^2\beta) \left[\lambda\gamma^2\beta + \frac{\rho + \gamma^2\beta(\lambda^2 - \beta^{-2})}{G} \right] = 0.$$

Os autovalores $q_1^{(3)2}$ e $q_2^{(3)2}$ são dados, respectivamente, tomando o sinal positivo e o sinal negativo antes da radiciação na equação

$$q_i^{(3)2} = \frac{1}{2} \left[\beta\rho + 2\lambda\gamma^2\beta + \frac{\rho + \gamma^2\beta(\lambda^2 - \beta^{-2})}{G} \right] \pm \frac{1}{2}\sqrt{\Delta},$$

onde Δ é dado por

$$\Delta = \left[\beta\rho + 2\lambda\gamma^2\beta + \frac{\rho + \gamma^2\beta(\lambda^2 - \beta^{-2})}{G} \right]^2$$

$$- 4(\beta\rho + \lambda\gamma^2\beta) \left[\lambda\gamma^2\beta + \frac{\rho + \gamma^2\beta(\lambda^2 - \beta^{-2})}{G} \right]$$

$$+ 4(\beta\gamma + \lambda\gamma\beta G^{-1}) [\lambda\gamma\beta\rho + \rho\gamma + \gamma^3\beta(\lambda^2 - \beta^{-2})].$$

Como $q_i^{(3)2}$ foi deduzido de forma que a matriz na equação 11.3 tenha determinante nulo, temos que as linhas dessa matriz são linearmente dependentes. Assim, vamos utilizar a linha 1 para definir os autovetores

$$a_{i1} = -\frac{\beta \gamma + \lambda \gamma \beta G^{-1}}{\beta \rho + \lambda \gamma^2 \beta - q_i^{(3)2}} a_{i2},$$

onde $a_{i2} \in \mathbb{C}$. Por questão de facilidade de escrita, dentro do autoespaço definido pela equação acima, vamos escolher $a_{i2} = \beta \rho + \lambda \gamma^2 \beta - q_i^{(3)2}$, e os autovetores relacionados ao operador $M_1^{(3)} \cdot M_2^{(3)}$ são

$$\mathbf{a}_1^{(3)} = \begin{pmatrix} -\beta \gamma + \lambda \gamma \beta G^{-1} \\ \beta \rho + \lambda \gamma^2 \beta - q_1^{(3)2} \end{pmatrix} \quad \text{e} \quad \mathbf{a}_2^{(3)} = \begin{pmatrix} -\beta \gamma + \lambda \gamma \beta G^{-1} \\ \beta \rho + \lambda \gamma^2 \beta - q_2^{(3)2} \end{pmatrix}.$$

Os autovetores relacionados ao operador $M_2^{(3)} \cdot M_1^{(3)}$ são dados por

$$\mathbf{b}_1^{(3)} = \frac{1}{q_1^{(3)}} \begin{pmatrix} -\rho(\beta \gamma + \lambda \gamma \beta G^{-1}) + \gamma(\beta \rho + \lambda \gamma^2 \beta - q_1^{(3)2}) \\ -\gamma(\beta \gamma + \lambda \gamma \beta G^{-1}) + G^{-1}(\beta \rho + \lambda \gamma^2 \beta - q_1^{(3)2}) \end{pmatrix}$$

$$\mathbf{b}_2^{(3)} = \frac{1}{q_2^{(3)}} \begin{pmatrix} -\rho(\beta \gamma + \lambda \gamma \beta G^{-1}) + \gamma(\beta \rho + \lambda \gamma^2 \beta - q_2^{(3)2}) \\ -\gamma(\beta \gamma + \lambda \gamma \beta G^{-1}) + G^{-1}(\beta \rho + \lambda \gamma^2 \beta - q_2^{(3)2}) \end{pmatrix}.$$

Usando os autovetores, temos que as submatrizes de diagonalização são

$$L_1^{(3)} = \begin{pmatrix} \mathbf{a}_1^{(3)} & \mathbf{a}_2^{(3)} \end{pmatrix} \quad \text{e} \quad L_2^{(3)} = \begin{pmatrix} \mathbf{b}_1^{(3)} & \mathbf{b}_2^{(3)} \end{pmatrix},$$

e as matrizes para diagonalização são dadas por

$$L^{(3)} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \mathbf{a}_1^{(3)} & \mathbf{a}_2^{(3)} & \mathbf{a}_1^{(3)} & \mathbf{a}_2^{(3)} \\ \mathbf{b}_1^{(3)} & \mathbf{b}_2^{(3)} & -\mathbf{b}_1^{(3)} & -\mathbf{b}_2^{(3)} \end{pmatrix} \quad \text{e}$$

$$L^{(3)-1} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \mathbf{b}_1^{(3)\top} & \mathbf{a}_1^{(3)\top} \\ \mathbf{b}_2^{(3)\top} & \mathbf{a}_2^{(3)\top} \\ \mathbf{b}_1^{(3)\top} & -\mathbf{a}_1^{(3)\top} \\ \mathbf{b}_2^{(3)\top} & -\mathbf{a}_2^{(3)\top} \end{pmatrix}.$$

A matriz semelhante a $M^{(3)}$ é

$$\tilde{\Lambda}^{(3)} = \begin{pmatrix} q_1^{(3)} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & q_2^{(3)} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -q_1^{(3)} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -q_2^{(3)} \end{pmatrix}.$$

11.4 Aplicando a Diagonalização de Ursin na Equação 9.9

Comparando a equação 9.9 com a equação 8.1 temos as matrizes

$$M_1^{(4)} = G^{-1} \quad \text{e} \quad M_2^{(4)} = \rho - G\gamma^2.$$

Definimos autovalores e autovetores relacionados ao operador $M_1^{(4)} \cdot M_2^{(4)}$ na forma

$$G^{-1}(\rho - G\gamma^2) \mathbf{a}^{(4)} = q^{(4)^2} \mathbf{a}^{(4)}, \quad (11.4)$$

e para termos um autovetor não trivial, é necessário o autovalor

$$q^{(4)^2} = G^{-1}(\rho - G\gamma^2).$$

Substituindo o autovalor $q^{(4)^2}$ na equação 11.4, temos que o autovetor $\mathbf{a}^{(4)}$ é o autoespaço relativo ao autovalor $q^{(4)^2}$ e 1 é uma base para esse autoespaço.

O autovetor relacionado ao operador $M_2^{(4)} \cdot M_1^{(4)}$ é dado por

$$\mathbf{b}^{(4)} = [G(\rho - G\gamma^2)]^{\frac{1}{2}} \cdot \mathbf{a}^{(4)}.$$

Tomando arbitrariamente o valor $\mathbf{a}^{(4)} = 1$ temos que as submatrizes de diagonalização são

$$L_1^{(4)} = 1 \quad \text{e} \quad L_2^{(4)} = [G(\rho - G\gamma^2)]^{\frac{1}{2}},$$

e as matrizes para diagonalização são dadas por

$$L^{(4)} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ [G(\rho - G\gamma^2)]^{\frac{1}{2}} & -[G(\rho - G\gamma^2)]^{\frac{1}{2}} \end{pmatrix}$$

$$L^{(4)^{-1}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & [G(\rho - G\gamma^2)]^{-\frac{1}{2}} \\ 1 & -[G(\rho - G\gamma^2)]^{-\frac{1}{2}} \end{pmatrix}.$$

A matriz semelhante a $M^{(4)}$ é

$$\tilde{\Lambda}^{(4)} = \begin{pmatrix} [G^{-1}(\rho - G\gamma^2)]^{\frac{1}{2}} & 0 \\ 0 & -[G^{-1}(\rho - G\gamma^2)]^{\frac{1}{2}} \end{pmatrix}.$$

12 Equações 1D para Magneto-Elasticidade

Linearizando as equações da magneto-elasticidade e considerando somente a profundidade das camadas estratigráficas como espaço de propagação de ondas, temos

$$\rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = \frac{\partial}{\partial z} \left[(\lambda + 2G) \frac{\partial u}{\partial z} - \mu h^0 h \right] + F \quad (12.1)$$

$$\frac{\partial h}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(V_H \frac{\partial h}{\partial z} - h^0 \frac{\partial u}{\partial t} \right), \quad (12.2)$$

onde:

- u é o deslocamento do meio;
- h é a variação magnética gerada;
- λ e G são os parâmetros de Lamé;
- t é o tempo;
- z é a profundidade;
- ρ é a densidade do meio;
- μ é a permeabilidade magnética do meio;
- h^0 é o campo magnético externo ao sistema (pode ser o geomagnético);
- F é uma força externa fonte de onda sísmica;
- σ é a condutividade do meio, e
- $V_H = (\sigma \mu)^{-1}$ é a viscosidade magnética.

Segundo BLANC(2013), podemos utilizar soluções em termos de ondas planas para fazer análise de dispersão e atenuação das ondas que se propagam de acordo com o sistema de EDP's dado pelas equações 12.1 e 12.2.

Assim, sendo ω a frequência angular, k o número de onda e h_0 e u_0 constantes não nulas, vamos substituir as soluções dadas por

$$u = u_0 e^{i(\omega t - k z)} \quad (12.3)$$

$$h = h_0 e^{i(\omega t - k z)}, \quad (12.4)$$

na equação 12.1 e obtermos

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial^2}{\partial t^2} u_0 e^{i(\omega t - k z)} &= \frac{\partial}{\partial z} \left[(\lambda + 2G) \frac{\partial}{\partial z} u_0 e^{i(\omega t - k z)} - \mu h^0 h_0 e^{i(\omega t - k z)} \right] + F \Rightarrow \\ \rho u_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} e^{i(\omega t - k z)} &= \frac{\partial}{\partial z} \left[(\lambda + 2G) u_0 \frac{\partial}{\partial z} e^{i(\omega t - k z)} - \mu h^0 h_0 e^{i(\omega t - k z)} \right] + F \Rightarrow \\ \rho u_0 \frac{\partial}{\partial t} e^{i(\omega t - k z)} i \omega &= \frac{\partial}{\partial z} \left[(\lambda + 2G) u_0 e^{i(\omega t - k z)} (-i k) - \mu h^0 h_0 e^{i(\omega t - k z)} \right] + F \Rightarrow \\ i \omega \rho u_0 e^{i(\omega t - k z)} i \omega &= -i k u_0 (\lambda + 2G) e^{i(\omega t - k z)} (-i k) - \mu h^0 h_0 e^{i(\omega t - k z)} (-i k) + F \Rightarrow \\ -\omega^2 \rho u_0 e^{i(\omega t - k z)} &= -k^2 u_0 (\lambda + 2G) e^{i(\omega t - k z)} + i k \mu h^0 h_0 e^{i(\omega t - k z)} + F \Rightarrow \\ -\omega^2 \rho u_0 &= -k^2 u_0 (\lambda + 2G) + i k \mu h^0 h_0 + F e^{-i(\omega t - k z)} \end{aligned} \tag{12.5}$$

Analogamente, substituindo as soluções 12.3 e 12.4 na equação 12.2, obtemos

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} h_0 e^{i(\omega t - k z)} &= \frac{\partial}{\partial z} \left(V_H \frac{\partial}{\partial z} h_0 e^{i(\omega t - k z)} - h^0 \frac{\partial}{\partial t} u_0 e^{i(\omega t - k z)} \right) \Rightarrow \\ h_0 e^{i(\omega t - k z)} i \omega &= \frac{\partial}{\partial z} \left(V_H h_0 e^{i(\omega t - k z)} (-i k) - h^0 u_0 e^{i(\omega t - k z)} i \omega \right) \Rightarrow \\ i \omega h_0 e^{i(\omega t - k z)} &= -i k V_H h_0 e^{i(\omega t - k z)} (-i k) - i \omega h^0 u_0 e^{i(\omega t - k z)} (-i k). \end{aligned} \tag{12.6}$$

Considerando que $e^{\pm i(\omega t - k z)} \neq 0$ em todo o domínio e que para fins de análise de dispersão e atenuação não é necessária a aplicação de força externa, as equações 12.5 e 12.6 formam o seguinte sistema

$$\begin{cases} -\omega^2 \rho u_0 = -k^2 u_0 (\lambda + 2G) + i k \mu h^0 h_0 \\ i \omega h_0 = -k^2 V_H h_0 - \omega k h^0 u_0, \end{cases}$$

$$\begin{pmatrix} k^2(\lambda + 2G) - \omega^2 \rho & -i k \mu h^0 \\ \omega k h^0 & i \omega + k^2 V_H \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u_0 \\ h_0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix}. \tag{12.7}$$

Forçando uma solução não trivial, temos

$$\frac{k^2(\lambda + 2G) - \omega^2\rho}{ik\mu h^0} = -\frac{\omega k h^0}{i\omega + k^2 V_H} \Rightarrow$$

$$i\omega k^2(\lambda + 2G) - i\omega^3\rho + k^4 V_H(\lambda + 2G) - \omega^2 k^2 \rho V_H + i k^2 \omega \mu(h^0)^2 = 0 \Rightarrow$$

$$V_H(\lambda + 2G)k^4 + [i\omega(\lambda + 2G) + i\omega\mu(h^0)^2 - \omega^2\rho V_H]k^2 - i\omega^3\rho = 0.$$

A última igualdade, uma equação biquadrada no número de onda, é a relação de dispersão para ondas compressionais e eletro-magnéticas em meios isotrópicos, uma vez que o problema da magneto-elasticidade unidimensional não apresenta ondas cisalhantes.

Definindo

$$\begin{aligned} D_4 &= V_H(\lambda + 2G) \\ D_2 &= i\omega(\lambda + 2G) + i\omega\mu(h^0)^2 - \omega^2\rho V_H \\ D_0 &= -i\omega^3\rho, \end{aligned}$$

temos que a relação de dispersão pode ser escrita como

$$D_4 k^4 + D_2 k^2 + D_0 = 0,$$

onde os autovalores k_j para $j = 1, 2, 3, 4$ são

$$k = \pm \left(\frac{-D_2 \pm \sqrt{D_2^2 - 4D_4 D_0}}{2D_4} \right)^{\frac{1}{2}}.$$

Definindo k_P como os autovalores para ondas compressionais e k_{em} como autovalores para ondas eletro-magnéticas, temos

$$\begin{aligned} k_P &= \pm \left(\frac{-D_2 + \sqrt{D_2^2 - 4D_4 D_0}}{2D_4} \right)^{\frac{1}{2}} \\ k_{em} &= \pm \left(\frac{-D_2 - \sqrt{D_2^2 - 4D_4 D_0}}{2D_4} \right)^{\frac{1}{2}}. \end{aligned}$$

Contudo, simulações numéricas tem mostrado que podemos aproximar os autovalores por

$$\begin{aligned} k_P &= \left(\frac{-D_2 + \sqrt{D_2^2 - 4D_4 D_0}}{D_4} \right)^{\frac{1}{2}} \\ k_{em} &= \left(\frac{-D_2 - \sqrt{D_2^2 - 4D_4 D_0}}{2D_4} \right)^{\frac{1}{2}}. \end{aligned}$$

Propriedade	Símbolo	Valor	Unidade
Massa específica do meio	ρ	2400	Kg/m^3
Parâmetro de Lamé	λ	2.69×10^9	Pa
Módulo de cisalhamento	G	3.46×10^9	Pa
Viscosidade magnética	V_H	7.9578×10^{-6}	m^2/s
Permeabilidade magnética do meio	μ	$4\pi \times 10^{-7}$	Tm/A
Campo geomagnético	h^0	4.625×10^{-5}	T
Condutividade	σ	0.1	S/m

Tabela 1 – Dados para realização da análise de dispersão e atenuação de ondas.

Dessa forma, as velocidades de fases para ondas compressionais e eletro-magnéticas são, respectivamente,

$$c_P = \frac{\omega}{\text{Re}(k_P)} \quad \text{e} \quad c_{em} = \frac{\omega}{\text{Re}(k_{em})}.$$

E as respectivas atenuações são dadas por

$$\alpha_P = -\text{Im}(k_P) \quad \text{e} \quad \alpha_{em} = -\text{Im}(k_{em}).$$

As propriedades físicas do meio de propagação das ondas podem ser encontradas na tabela 1. Algumas dessas propriedades foram extraídas de WHITE E ZHOU(2006).

Observe, ainda na tabela 1, que estamos considerando a permeabilidade magnética do meio igual à do vácuo, e as unidades de medida *Tesla* e *Siemens* são dadas, respectivamente, por Vs/m^2 e A/V , onde A é o *Ampere* e V é o *Volt*.

13 Conclusões e Trabalhos Futuros

Muitas pesquisas vêm sendo realizadas no sentido de efetuar simulações numérico-computacionais que possam descrever diversos fenômenos físicos relacionados à prospecção de petróleo ou outro bem mineral, assim como fenômenos físicos relacionados a terremotos ou que se aplicam a outros objetos de estudo. Essas simulações são ainda confrontadas com experimentos de campo na busca por consistência entre essas duas faces do desenvolvimento de uma teoria. Numa oportunidade futura vamos desenvolver de forma analítico-matemática as EDP's da magneto-elasticidade, e em seguida criar um algoritmo computacional capaz de efetuar simulações que nos auxiliem a estudar o efeito magneto-elástico, bem como entender e expandir a teoria geral que trata da interação entre mecânica do contínuo e eletromagnetismo em exploração de petróleo.

O efeito magneto-elástico é descrito matematicamente pelo conjunto de EDP's formado pelo sistema de Maxwell e pelo sistema de Lamè, os quais são utilizados no estudo da propagação acoplada de ondas sísmicas e eletromagnéticas na subsuperfície terrestre. O acoplamento foi caracterizado, primeiramente, pela variação que a força de Lorentz provoca no deslocamento do meio condutivo, simbolizado pela adição da parcela referente à esta força na equação do movimento de Cauchy. Segundo, pela a alteração eletromagnética gerada pela passagem de uma onda sísmica que faz um meio condutivo oscilar no campo geomagnético, simbolizada pela adição desta variação à lei de Ampère-Maxwell. Estamos estudando o caso parcialmente acoplado no espaço 3D, mas desejamos analisar também o acoplamento total considerando tanto o espaço 3D como o espaço 1D, esperando que os desenvolvimentos e resultados em cada caso possam se complementar mutuamente.

Algumas hipóteses de ordem física, como o regime quasi-estacionário por exemplo, foram necessárias para simplificar o modelo, linearizando as equações e possibilitando o desenvolvimento analítico das mesmas. Sendo assim, buscaremos pelas soluções dessas EDP's raciocinando basicamente com duas alternativas. Uma delas é transformar as EDP's em EDO's utilizando ferramentas como as transformadas laterais de Fourier, transformadas de Hankel e mudanças de eixos coordenados, escrevendo as equações num formato onde é possível aplicar um método matricial específico para estudo de propagação de ondas em meios estratigráficos. Outra alternativa é reescrever as equações em coordenadas cilíndricas e fazer uso da hipótese de isotropia do meio de propagação para reduzir as dimensões do problema e obter as EDO's nas quais o método matricial é aplicado. Neste trabalho apresentamos um tratamento matemático das EDP's do efeito magneto-elástico encontrado em [Pinho(2018)], no sentido de propiciar a construção de um algoritmo numérico estável que possa descrever a propagação acoplada de ondas elásticas e eletromagnéticas. Nesse tratamento foi fundamental a aplicação de conhecimentos da Física-Matemática, Geofísica e, em particular, um método matricial que facilita a análise

de propagação de ondas em meios estratificados.

Vimos na subseção 2.5 a possibilidade de análise de dispersão e de atenuação de ondas para casos diversos, onde tal análise auxilia na verificação e construção de um código computacional efetivo para descrever a propagação dessas ondas. Numa oportunidade futura, queremos aplicar a análise de atenuação e dispersão nesse sistema de EDP's do efeito magneto-elástico com a finalidade de ajudar a estudar o comportamento da propagação.

Numa determinada abordagem, a análise de casos mais simples auxilia no estudo de casos mais sofisticados. Por tanto, no intuito ainda de otimizar o estudo da propagação das ondas, faremos o tratamento matemático das EDP's de magneto-elasticidade para o caso unidimensional, considerando a propagação em função do tempo e em função da profundidade. Neste caso podemos utilizar o método matricial e a análise de atenuação e dispersão das ondas, e economizamos a utilização de transformadas e mudança de eixos coordenados.

O formato final das EDO's dado no capítulo 9 apresentou algumas variáveis incluídas como fonte, diferentemente do que é preconizado por Ursin, onde todas a variáveis devem estar inseridas no vetor Φ . Assim, analisaremos a possibilidade da aplicação de funções de Green juntamente com o método matricial para contornar esse problema. É possível que essa abordagem traga desafios computacionais consideráveis e daí estudaremos também outras alternativas. Uma delas é considerar o efeito magento-elástico para o caso totalmente acoplado e verificar se o novo formato das equações permite a exclusão de variáveis dadas como fonte. Outra possibilidade é escrever as equações em coordenadas cilíndricas, considerar as propriedades de isotropia das camadas e substituir as coordenadas horizontais somente pelo raio.

A implementação do algoritmo computacional será realizada em linguagem C++, por conta de algumas características apresentadas por esta linguagem descritas em [Bueno(2015)], como: ser de propósito geral podendo ser utilizada na construção de programas computacionais, aplicativos de sistemas embarcados e em computação científica; ser de alto nível e orientada a objeto, permitindo a programação simultânea realizada por vários programadores trabalhando num mesmo projeto; fortemente tipada o que ajuda na detecção de bugs e controle e gerenciamento de memória; ser a mais utilizada em sistemas complexos e grandes no uso de programação paralela.

Referências

- [Cukavac(2008)] M. S. Cukavac. Seismomagnetic insvestigations in kopaonik area. *MGB*, 2008.
- [Eringen(1963)] J.W. Dunkin e A.C. Eringen. On the propagation of waves in an electromagnetic elastic solid. *International Journal of Engineering Science*, 1, 1963.
- [Tromp(1998)] F. A. Dahlem e J. Tromp. *Theoretical Global Seismology*. Princeton University Press, 1998.
- [Soboleva(1997)] B. G. Mikhailenko e O. N. Soboleva. Mathematical modeling of seismomagnetic efects arising in the seismic wave motion in the earth's constant magnetic field. *Applied Mathematics Lectures*, 10(3):47–51, 1997.
- [Pilipenko(1997)] V. V. Surkov e V. A. Pilipenko. Magnetic effects due to earthquakes and underground explosions: a review. *Annali di Geofisica*, XL(2):227–239, 1997.
- [Eringen(1962)] A. C. Eringen. *Nonlinear Theory of Continuous Media*. McGraw-Hill New York, 1962.
- [Griffiths(1999)] D. J. Griffiths. *Introduction to Electrodynamics*. Prentice-Hall, 1999.
- [Guglielmi(1986a)] A. V. Guglielmi. Magnetoelastic waves. *Izv. Akad. Nauk SSSR, Fizika Zemli*, 7(112), 1986a.
- [Guglielmi(1986b)] A. V. Guglielmi. Excitation of oscillations of the electromagnetic field by elastic waves in the conducting body. *Geomagn. Aeron.*, 27(3):467–470, 1986b.
- [Jackson(1999)] J. D. Jackson. *Classical electrodynamics*. Wiley, New York, NY, 3rd ed., 1999.
- [Knopoff(1955)] E. L. Knopoff. The interaction between elastic waves motions and magnetic field in electrical conductors. *J. Geophys. Res.*, 60(4):617–629, 1955.
- [Yerzhanov(1985)] T. E. Nasynbaev e A. V. Bushuev L. S. Yerzhanov, A. K. Kurskeev. Geomagnetics observations during the massa experiments. *Izv. Akad. Nauk SSSR, Fizika Zemli*, 11:80–82, 1985.
- [Liu(2002)] I. S. Liu. *Continuum Mechanics*. Spring-Verlag, Berlim-Heidelberg, 2002.
- [Sadovsky(1980)] M.A. Sadovsky. Electro magnetic precursors of earthquakes. *Dokl. Acad. Nauka*, 1980.

- [Slawinski(2007)] M. A. Slawinski. *Waves And rays in elastic continua*. World Scientific Publishing Company, 2 ed, 2007.
- [Sommerfeld(1952)] A. Sommerfeld. *Electrodynamics. Academic Press*, 1952.
- [Stacey(1964)] F. D. Stacey. Seismo-magnetic effect. *Pure Applied Geophysics*, 58(11): 5–23, 1964.
- [Surkov(1989a)] V. V. Surkov. Local changes in geomagnetics and geoelectrics fields under rocks deformation near the earth surface. *Izv. Akad. Nauk SSSR, Fizika Zemli*, 5: 91–96, 1989a.
- [Surkov(1989b)] V. V. Surkov. Distortion of external magnetic field by a longitudinal acoustic wave. *Magnetic Hydro-Dynamics*, 2:9–12, 1989b.
- [Anisimov(1985)] E.A. Ivanov M.V. Pedanov N.N.Rusakov V.A. Troizhky e V.E. Goncharov S.V. Anisimov, M.B. Gokhberg. Short period oscillations of electromagnetic field of the earth after explosion. *Dokl. Acad. Nauka*, 281(3):556–559, 1985.
- [Rikitake(1980)] H. Tanaka N. Ohshiman Y. Sasai Y. Ishikawa S. Koyama M. Kawamura e K. Ohchi T. Rikitake, Y. Honkura. Changes in the geomagnetic field associated with earthquakes in the izu peninsula, japan. *J. Geomag. Geoelectr.*, 32:721–739, 1980.
- [Azeredo(2013)] M. M. Azeredo. *Modelagem Matemática e Computacional da Propagação de Ondas Sísmicas em Meios Poroelásticos Estratificados*. PhD thesis, Universidade Estadual do Norte Fluminense, 2013.
- [Baruch(2013)] E. M. Baruch. The classical hankel transform in the kirillov model of discrete series. *Integral Transforms and Special Functions*, 24, 2013.
- [Bueno(2015)] A. D. Bueno. *Programação Orientada a Objeto com C++*. Novatec, 2015.
- [Butkov(1988)] E. Butkov. *Física Matemática*. LTC, 1988.
- [Chew(1995)] W. C. Chew. *Waves and Fields in Inhomogeneous Media*. IEEE PRESS, 1995.
- [Dunkin and Eringen(1963)] J.W. Dunkin and A.C. Eringen. On the propagation of waves in an electromagnetic elastic solid. *International Journal of Engineering Science*, 1, 1963.
- [Savit(1988)] M. B. Dobrin e C. H. Savit. *Introduction to Geophysical Prospecting*. McGraw-Hill, 1988.

- [Farlow(1993)] S. J. Farlow. *Partial Differential Equations for Scientists and Engineers*. Dover, 1993.
- [Fatianov and Mikhailenko(1989)] A.G. Fatianov and B.G. Mikhailenko. Numerically-analytical method for calculation of theoretical seismograms in layered-inhomogeneous anelastic media. In *Proceedings of the 7 th International Mathematical Geophysics Seminar held at the Free University of Berlin*, 1989.
- [Griffiths(1999)] D. J. Griffiths. *Introduction to Electrodynamics*. Prentice-Hall, 1999.
- [Lang(1986)] S. Lang. *Introduction to Linear Algebra*. Springer, 1986.
- [Lebedev and Cloud(2003)] L. P. Lebedev and M. J. Cloud. *Tensor Analysis*. World Scientific Publishing, 2003.
- [Mikhailenko and Soboleva(1997)] B. G. Mikhailenko and O. N. Soboleva. Mathematical modeling of seismomagnetic effects arising in the seismic wave motion in the earth's constant magnetic field. *Appl. Math. Lett.*, 10(3):47–51, 1997.
- [Miranda(2016)] M. R. S. T. Miranda. *Método Matricial em Modelagem Poroelástica: Modelo de Biot-JKD*. UENF, 2016.
- [Novacki(1983)] W. Novacki. Electromagnetic effects in solid bodies. In *Panstwowe Wydawnictwo Naukowe*, 10, 1983.
- [Oliveira(2018)] I. B. Oliveira. *Modelagem de Propagação das Ondas Elásticas em Meios Porosos 1D: Modelo de Biot vs. Biot-JKD*. UENF, 2018.
- [Pinho(2018)] D. C. Pinho. *Fundamentos de Magneto-Elasticidade*. UENF, 2018.
- [Pride(1994)] S. Pride. Governing equations for the coupled electromagnetics and acoustics of porous media. *Physical Review B*, 1994.
- [Ursin(1983)] B. Ursin. Review of elastic and electromagnetic wave propagation in horizontally layered media. *The Leading Edge*, 48, 08 1983.
- [Weyl(1919)] H. Weyl. Ausbreitung elektromagnetischen wellen ueber einem ebenen leiter. *Annalen der Physik*, 1919.
- [White and Zhou(2006)] B.S. White and M. Zhou. Eletroseismic prospecting in layered media. *Society for Industrial and Applied Mathematics*, 67(1):69–98, 2006.