

**UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
FACULDADE DE ENGENHARIA MECÂNICA**

**Construção de Seções de Impedância de Reflexão
Através da Migração para Afastamento Nulo**

Autor: **José Acúrcio Canário de Moraes**

Orientador: **Martin Tygel**

Co-orientador: **Lúcio Tunes dos Santos**

**UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
FACULDADE DE ENGENHARIA MECÂNICA
DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA DO PETRÓLEO**

Construção de Seções de Impedância de Reflexão Através da Migração para Afastamento Nulo

Autor : José Acúrcio Canário de Moraes

Orientador: Martin Tygel

Co-orientador: Lúcio Tunes dos Santos

Curso: Engenharia Mecânica.

Dissertação de mestrado apresentada à comissão de Pós Graduação da Faculdade de Engenharia Mecânica, como requisito para obtenção do título de Mestre em Engenharia Mecânica.

Campinas, 2000

S.P. - Brasil

ii

**UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
FACULDADE DE ENGENHARIA MECÂNICA
DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA DO PETRÓLEO**

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO

**Construção de Seções de Impedância de Reflexão
Através da Migração para Afastamento Nulo**

Autor : **José Acúrcio Canário de Moraes**

Orientador: **Martin Tygel**

Co-orientador: **Lúcio Tunes dos Santos**

**Prof. Dr. Martin Tygel, Presidente
Instituto de Matemática Estatística e Computação - Unicamp**

**Prof. Dr. Eduardo Filpo Ferreira da Silva
E&P/Gerex/Geprog/Gegef - Petrobras S.A.**

**Prof. Dr. Jörg Schleicher
Instituto de Matemática Estatística e Computação - Unicamp**

Campinas, 20 de dezembro de 2000

Dedicatória:

Dedico este trabalho às memórias de meu pai e minha mãe. Ele, que com seu idealismo, formou meu espírito sempre curioso, perguntador e querendo entender tudo neste mundo. Ela, que com o seu carinho, deu-me sensibilidade e ensinou-me a admirar a beleza das coisas e da vida.

Aos meus filhos Camila, Caio e Marcelo, por sempre terem me incentivado e compreendido os desafios, dividindo emoções e conquistas.

À minha mulher Sandra, que sempre foi amiga, companheira, carinhosa e amorosa em todos os momentos das nossas vidas, de alegrias e tristezas.

Aos meus irmãos Hercília e Cássio, que sempre me apoiaram nas minhas decisões.

Finalmente, à minha querida e pequenina Macururé, que com sua gente e simplicidade, formou meu caráter e me ensinou as primeiras coisas da vida. Dedico aos seus filhos, dos quais faço parte.

Agradecimentos

Para a execução deste trabalho foi fundamental a colaboração de diversas pessoas às quais expresso meus agradecimentos:

A minha esposa Sandra e aos meus filhos Camila, Caio e Marcelo pelo incentivo, compreensão e carinho ao longo deste período.

Aos meus irmãos Hercília e Cássio e a minha cunhada Anelice, pelo apoio e suporte em Salvador, Bahia, durante a minha ausência.

Aos meus orientadores Martin e Lúcio, que me ensinaram os caminhos a serem seguidos numa abordagem científica de forma simples e objetiva.

A Petrobras por fornecer suporte técnico e financeiro à realização desta tese.

Agradecimento especial aos colegas Paulo Roberto Schroeder Johann (Petrobrás S.A) e Wenceslau Gouveia (Exxon/Mobil), por terem sugerido o tema desta dissertação e pelo apoio dado ao longo de todo o mestrado.

Aos amigos e colegas Raimundo Mesquita Luna Freire, Jorge Leonardo Martins, Ricardo Biloti e Eduardo Filpo Ferreira da Silva pelos relevantes auxílios prestados, no apoio técnico e nas discussões ao longo da execução desta dissertação.

Aos professores e colegas do departamento em especial Sérgio Silva Araújo, que ajudaram de forma direta e indireta na conclusão deste trabalho.

Aos funcionários e estagiários do departamento, pelo apoio fornecido ao longo do mestrado.

E finalmente, a todos os novos amigos conquistados neste período de dois anos de convivência pelos momentos de alegria e descontração, que ficarão para sempre em nossas vidas.

*Novo tempo sempre se inaugura
A cada instante que você viver
(da música Era Nova, Gilberto Gil)*

Resumo

MORAES, José Acúrcio Canário de. *Construção de Seções de Impedância de Reflexão Através da Migração para Afastamento Nulo*. Campinas: Faculdade de Engenharia Mecânica, Universidade Estadual de Campinas, 2000. 96 p. Dissertação (Mestrado)

Este trabalho refere-se ao conceito teórico de impedância acústica e elástica, como também a sua determinação prática para dados sísmicos. Descreve-se e comenta-se as várias definições de impedância que existem na literatura, introduzindo-se o termo Impedância de Reflexão como um conceito de unificação. A construção de seção de impedância de reflexão, correspondente a um conjunto de dados sísmicos multicobertura, depende fortemente da capacidade de se extrair, com precisão, os ângulos e os coeficientes de reflexão dos eventos primários dos dados. Para isto é mostrado que a migração para afastamento nulo à verdadeira amplitude do tipo Kirchoff, executada duas vezes e usando-se diferentes funções de peso, pode fornecer boas estimativas dos coeficientes e ângulos de reflexão requeridos. Também é descrito um algoritmo adicional para construção de seções de impedância de reflexão. Visando testar e validar a proposta apresentada, são demonstradas aplicações do algoritmo obtido para exemplos de dados sintéticos.

Palavras chave: MZO, impedância, impedância acústica, impedância de reflexão, impedância elástica, inversão sísmica

Abstract

MORAES, José Acúrcio Canário de. *Construção de Seções de Impedância de Reflexão Através da Migração para Afastamento Nulo*. Campinas: Faculdade de Engenharia Mecânica, Universidade Estadual de Campinas, 2000. 96 p. Dissertação (Mestrado)

This work is concerned with the theoretical meaning of acoustic and elastic impedance, as well as its practical determination from seismic data. It describes and comments the various impedance definitions that exist in the literature, introducing the term Reflection Impedance as a unifying concept. The construction of a reflection impedance section that corresponds to a given multicoverage seismic data set strongly depends on the ability of accurately extracting angle-dependent reflection coefficients from primary reflections within the data. It is shown that the method of Kirchhoff true-amplitude migration to zero offset, performed twice using different weight functions, can provide good estimates of the required reflection coefficients and reflection angles. An algorithm to further construct the reflection impedance section after determination of the reflection angles is also described. Applications of the obtained algorithm to synthetic data examples are provided to test and validate the approach.

Key words: *MZO, acoustic impedance, elastic impedance, impedance, reflection impedance, seismic inversion.*

Índice

Lista de Figuras.....	xi
Lista de Tabelas	xiv
Nomenclatura.....	xv
Capítulo 1.....	1
Introdução	1
1.1 Motivação	1
1.2 Objetivos.....	2
1.3 Conteúdo.....	3
Capítulo 2.....	5
Princípios Básicos de Impedância Sísmica.....	5
2.1 Meios Elásticos	5
2.2 Velocidades Sísmicas.....	13
2.3 Fatores que influenciam nas velocidades sísmicas	15
2.3.1. Densidade.....	16
2.3.2. Compactação.....	17
2.3.3. Pressão	18
2.3.4. Porosidade.....	18
2.3.5. Saturação de fluido	21
2.3.6. Tipo de fluido.....	22
2.4 O estado da arte da impedância sísmica	23
Capítulo 3.....	25
Impedância de Reflexão.....	25
3.1 Coeficientes de Reflexão e Impedância Sísmica	25
3.1.1 Princípio de Fermat (Lei de Snell).....	26

3.1.2	Expressão do coeficiente de reflexão em função do ângulo de incidência.....	28
3.1.3	Coefficientes de reflexão, transmissão e impedância de reflexão em meios acústicos	29
3.1.4	Coefficientes de reflexão e impedância de reflexão em meios elásticos	35
3.2	Método Unificado de Imageamento Sísmico em Meios 2,5D.....	39
3.2.1	Parametrização do Modelo e a Configuração de Medição	40
3.2.2	Integral de Empilhamento Ponderada para MZO	43
3.2.3	Avaliação Assintótica da Solução num Único Empilhamento	45
3.2.4	Distorção do Pulso Sísmico para a MZO.....	46
3.2.5	Curva de Empilhamento da MZO para Velocidades Constantes.....	46
3.2.6	A Função Peso para a MZO.....	49
3.2.7	A MZO Dupla Para Determinar Ângulo e Coeficiente de Reflexão	51
Capítulo 4.....		53
Metodologia Para Criação de Seções de Impedância de Reflexão		53
4.1	Modelamento Elástico e Aquisição Sísmica.....	55
4.1.1	O Modelo Sintético de Domo com Capa de Gás	55
4.1.2	Aquisição Sísmica.....	57
4.2	Processamento Convencional	60
4.3	Construindo Seções de Impedância de Reflexão.....	64
4.3.1	MZO Dupla.....	64
4.3.2	Seção de Ângulo Comum	65
4.3.3	Silenciamento.....	69
4.3.4	Espalhamento Geométrico	70
4.3.5	Seções de Impedância de Reflexão.....	71
Capítulo 5.....		73
Análise dos Resultados		73
Capítulo 6.....		87
Conclusões e Recomendações		87
Referências Bibliográficas.....		89

Lista de Figuras

Figura 2.1: Relação tensão/deformação.....	6
Figura 2.2: Módulo de Young.....	7
Figura 2.3: Razão de Poisson.....	9
Figura 2.4: Velocidade versus densidade, Gardner (1974).....	17
Figura 2.5: Relação de velocidades versus pressão para arenitos, Dillon (1989).....	19
Figura 2.6: Velocidade em função da frequência segundo a teoria de Biot.	22
Figura 3.1: Ondas geradas por reflexão e transmissão na interface entre dois meios elásticos a partir de uma onda plana P incidente.....	26
Figura 3.2: Princípio de Fermat.	27
Figura 3.3: Gráfico comparativo das duas fórmulas recursivas do cálculo de impedância acústica de reflexão.....	35
Figura 3.4: Modelo de espaços 2D, 2,5D e 3D conforme o número de dimensões do meio.....	41
Figura 3.5: Modelo geológico lateralmente não homogêneo para a MZO 2,5D.	42
Figura 3.6: (a) Curva de empilhamento para a MZO ($t = \tau_{MZO}$). (b) Transformação de configuração para afastamento nulo em empilhamento único a partir da curva de empilhamento criada em (a).....	48
Figura 4.1: Fluxo das etapas envolvidas na geração de seções de impedância de reflexão.	54
Figura 4.2: Modelo Elástico de Domo com Capa de Gás.....	56
Figura 4.3: Aproximação da velocidade α da terceira camada do modelo de capa de gás por splines bicúbicas.	57
Figura 4.4: Sismograma no domínio do tiro (Ponto de Tiro = 3500 m).....	59

Figura 4.5: Fluxo do Processamento Convencional.	61
Figura 4.6: Sismograma de família CMP (CMP =5500 m).....	62
Figura 4.7: Matriz de velocidades rms.....	63
Figura 4.8: Seção de Afastamento Nulo construída por processamento convencional.	63
Figura 4.9: Seções de Afastamento Comum, 80 m, construídas por aplicação de MZO Dupla....	65
Figura 4.10: Comparação entre seção de afastamento comum e seção de ângulo comum.	66
Figura 4.11: Seção de picagem de evento para cálculo dos ângulos e coeficientes de reflexão de cada traço sísmico.	67
Figura 4.12: Esquema de construção de seção de ângulo comum.....	68
Figura 4.13: Seção de ângulo comum do evento inferior (ângulo de reflexão = 20,72°).	68
Figura 4.14: Operador de silenciamento para aplicação em seções de ângulo comum do modelo.	69
Figura 4.15: Seção de ângulo comum com ruído retirado pelo silenciamento (ângulo de reflexão = 20,72°).....	70
Figura 4.16: Seção de ângulo comum corrigida de espalhamento geométrico (ângulo de reflexão = 20,72°).....	71
Figura 4.17: Seção de Impedância de Reflexão (2º Refletor – ângulo de reflexão = 20,72°).	72
Figura 5.1: Seções de MZO apresentando efeitos de borda e fantasmas causados pelo operador, que aumentam de cima para baixo (afastamentos de 80 m, 1040 m e 2000 m).	75
Figura 5.2: Seção de ângulos de reflexão, ξ_0 versus afastamento (evento superior).	77
Figura 5.3: Seção de ângulos de reflexão, ξ_0 versus afastamento (evento inferior).	77
Figura 5.4: Seções de ângulo comum do primeiro refletor, silenciadas e corrigidas de espalhamento geométrico (de cima para baixo ângulos de 14,47°, 26,75° e 39,04°).....	79
Figura 5.5: Seções de ângulo comum do segundo refletor, silenciadas e corrigidas de espalhamento geométrico (de cima para baixo ângulos de 7,63°, 14,17° e 20,72°).....	81
Figura 5.6: Seções de impedância de reflexão do primeiro refletor (de cima para baixo ângulos de 14,47°, 26,75° e 39,04°).....	83

Figura 5.7: Seções de impedância de reflexão do segundo refletor (de cima para baixo ângulos de 7,63°, 14,17° e 20,72°).....	85
Figura 5.8: Seção de impedância de reflexão do segundo refletor (ângulo de reflexão = 18°).	86

Lista de Tabelas

Tabela 2.1: Relações entre parâmetros elásticos em meios isotrópicos.....	12
Tabela 4.1: Parâmetros elásticos do modelo com capa de gás.	56
Tabela 4.2: Parâmetros de aquisição sísmica.....	60
Tabela 5.1: Traços sísmicos por afastamento para cada seção de ângulo comum do evento superior.	78
Tabela 5.2: Traços sísmicos por afastamento para cada seção de ângulo comum do evento inferior.....	80
Tabela 5.3: Valores de impedância de reflexão em função do ângulo de reflexão para o primeiro evento.....	84
Tabela 5.4: Valores de impedância de reflexão em função do ângulo de reflexão para o segundo evento.....	86

Nomenclatura

Letras Latinas

A	abertura no afastamento comum	n° de traços
A₀	abertura no afastamento nulo	n° de traços
A	fator de amplitude	
B	perdas por transmissão	
<i>c</i>	tensor dos parâmetros elásticos	
C	curvatura do refletor	1/m
D	operador de meia derivada em tempo negativo	
<i>d</i>	distância	m
<i>e</i>	parte simétrica do tensor de deformação	
E	módulo de Young	Pa
E	impedância acústica de reflexão	m/s kg/m ³
<i>f_c</i>	frequência crítica de Biot	Hz
F	assinatura da fonte	
F	tensão normal	N
G	geofone	
<i>h</i>	distância relativa a meio afastamento fonte-receptor	m
H	segunda derivada de τ_F	s/m ²
I	impedância elástica de reflexão	m/s kg/m ³
<i>k</i>	permeabilidade absoluta	D
K_{MZO}	função peso na MZO	
\tilde{K}_{MZO}	segunda função peso para estimativa do ângulo de reflexão	
L	largura do pulso sísmico	ms
L	espessura da rocha	M
L	fator de espalhamento geométrico no afastamento comum	m
L₀	fator de espalhamento geométrico no afastamento nulo	m
L_S	contribuição da fonte para o espalhamento geométrico	m
L_G	contribuição da fonte para o espalhamento geométrico	m

m_{MZO}	fator de estiramento da MZO	m
M	módulo elástico total	m
M	ponto genérico em profundidade	
M_I	ponto de tangência entre a isócrona de afastamento nulo e a de afastamento comum	
M_R	ponto de reflexão no refletor de interesse em profundidade	
N	ponto genérico em tempo de afastamento comum	
N_0	ponto genérico em tempo de afastamento nulo	
N_{OR}	ponto de reflexão em tempo de afastamento nulo	
p	parâmetro de raio	
P	onda sísmica compressional ou primária	
R	coeficiente de reflexão	
\tilde{R}	função refletividade	
S	onda sísmica cisalhante ou secundária	
S	fonte sísmica	
S	variável auxiliar na avaliação assintótica	
t	tempo de trânsito	s
T	coeficiente de transmissão	
T	tempo geológico	anos
u	deslocamento da partícula	
U	traço sísmico na seção de afastamento comum	
U_0	traço sísmico na seção de afastamento nulo modelada	
\hat{U}_0	traço sísmico na seção de afastamento nulo simulada	
V	velocidade sísmica indiscriminada	km/s
V_P	velocidade da onda tipo P	km/s
V_f	velocidade da onda tipo P no fluido	km/s
V_m	velocidade da onda tipo P na matriz	km/s
W	impedância elástica	m/s kg/m ³
Z	profundidade	m
Z	impedância acústica	m/s kg/m ³

Letras Gregas

Γ	curva de tempo de trânsito	s
Γ_0	curva de tempo de trânsito para afastamento nulo	s
α	velocidade da onda tipo P em meio elástico	m/s
β	velocidade da onda tipo S em meio elástico	m/s
γ	viscosidade	cp
Δ	incremento de tempo	s
δ	delta de <i>Kronecker</i>	
κ	módulo de bulk	
κ_r	módulo de bulk para rocha seca	
κ_s	módulo de bulk para rocha saturada	
κ_f	módulo de bulk para o fluido	
η	diferença entre ξ e ξ_0	m
θ	ângulo de reflexão e transmissão para onda do tipo P	rad
θ	fator de dilatação	
ϕ	porosidade	%
λ	lâmbda de Lamé	Pa
ν	constante de proporcionalidade	
μ	mi de Lamé	Pa
ν	razão de Poisson	m
ξ	coordenada do ponto médio da distância fonte-receptor	m
ξ_0	coordenada do ponto fonte-receptor para afastamento nulo	m
ξ_R	coordenada do ponto estacionário	m
ρ	densidade	kg/m ³
ρ_f	densidade do fluido	kg/m ³
ρ_m	densidade da matriz	kg/m ³
Σ	refletor a ser imageado	m
σ	tensor de tensão	Pa
τ	tempo de trânsito de reflexão	s
τ_{MZO}	curva de empilhamento da MZO	s
ϕ	ângulo de reflexão e transmissão para onda do tipo S	rad
φ	potencial escalar do deslocamento	
ψ	potencial vetorial do deslocamento	

Subscritos

<i>f</i>	fluido contido nos poros das rochas
<i>m</i>	matriz rochosa
P	onda sísmica primária
PP	onda incidente P e convertida P
PS	onda incidente P e convertida S
R	reflexão primária sobre o refletor de interesse
S	onda sísmica secundária

Siglas

AVA	Amplitude Versus Afastamento
AVO	Amplitude Versus Ângulo
CMP	<i>Ponto médio comum</i>
CVS	<i>Empilhamento com velocidade comum</i>
MZO	<i>Migração para afastamento nulo</i>
NMO	<i>correção do sobretempo normal</i>
rms	<i>root mean square</i>

Capítulo 1

Introdução

1.1 Motivação

Até poucos anos atrás, o posicionamento espacial dos refletores de interesse era basicamente a única finalidade dos levantamentos sísmicos de reflexão realizados pela indústria do petróleo. Com a necessidade de cada vez mais se melhorar a recuperação de óleo dos reservatórios, procede-se hoje em dia de forma multidisciplinar, procurando a integração dos resultados da sísmica de reflexão com os dados de perfis de poços, que tem se constituído em uma das principais ferramentas para a caracterização de reservatórios. Além de ter contribuído com um melhor posicionamento das camadas e falhas geológicas, a sísmica de reflexão procura, de forma mais específica, caracterizar estes meios geológicos através dos atributos sísmicos, relacionados ao caráter dinâmico da resposta sísmica. A inversão sísmica para geração de seções de impedância é um dos processos utilizados para a caracterização de parâmetros petrofísicos, como porosidade, permeabilidade, tipos de fluídos, saturação, litologia e a arquitetura interna dos reservatórios dentre outros. Um dos principais impactos desta melhor caracterização é a reavaliação de reservas, já que os limites de reservatórios e seu conteúdo em hidrocarbonetos estão relacionados com atributos sísmicos tais como a impedância de reflexão.

Até recentemente a inversão sísmica mais utilizada foi a de impedância acústica. Para os cálculos consideram-se apenas a velocidade das ondas compressãois, e a densidade das rochas

envolvidas nas trajetórias dos raios, utilizando-se ângulos de incidência nulos ou próximos disso. Para ângulos de incidência não nulos, o comportamento elástico se manifesta através da dependência das velocidades, não só compressionais, mas também cisalhantes. Nesses casos deve se utilizar o conceito de impedância elástica de reflexão, que é função das velocidades das ondas compressionais e cisalhantes, densidades das rochas e ângulo de incidência. A correlação da impedância de reflexão com os dados sísmicos fica melhor caracterizada através do empilhamento de seções de ângulo do que de afastamento comum.

A construção de seções de impedância de reflexão tem como pilar, a utilização de amplitudes verdadeiras que é o suporte dos atributos sísmicos. O processamento consagrado para preservação de amplitudes sísmicas é o de migração pré-empilhamento à verdadeira amplitude. Contudo por trabalhar com um volume de dados muito elevado, aliado a processamento prévio para a determinação de um modelo de velocidades, a migração em profundidade tem um custo computacional bastante alto, tornando-se uma limitação importante para sua aplicação. A migração para afastamento nulo (MZO), é uma rotina de processamento no tempo, na qual seções sísmicas de afastamento comum são transformadas em seções simuladas de afastamento nulo à verdadeira amplitude. Neste caso, as reflexões primárias, após a transformação MZO, têm espalhamento geométrico igual ao que seria observado na situação de afastamento nulo. Os coeficientes de reflexão, no entanto, se mantêm preservados, o que possibilita a sua utilização em diversas operações à verdadeira amplitude, tais como cálculo de AVO/AVA e construção de seções de ângulo comum. O baixo custo computacional é possível porque as rotinas de MZO utilizam fórmulas aproximadas analíticas, reduzindo bastante os cálculos envolvidos.

1.2 Objetivos

O objetivo principal deste trabalho é construir seções de impedância de reflexão associadas a vários ângulos de reflexão previamente fixados. O processo está baseado na determinação de coeficientes e ângulos de reflexão, através de duplas aplicações de MZO com diferentes pesos. Utilizou-se modelo sintético com geologia simplificada porém compatível com

modelos reais encontrados nas bacias costeiras brasileiras. Utilizou-se modelos de velocidades, visando simular anomalias de amplitudes, possíveis indicadoras de hidrocarbonetos.

1.3 Conteúdo

Visando esclarecer os principais conceitos e práticas que conduzem à determinação da impedância a partir de dados sísmicos, foi realizada uma revisão bibliográfica, comentada no Capítulo 2. O conceito de impedância de reflexão está ligado à propagação de ondas compressoriais e cisalhantes em meio elástico, com ângulos de reflexão variados. Parte da sua conceituação foi feita por Connolly (1999). Nesta, foi utilizado o conceito de impedância pseudo-elástica fazendo uso das fórmulas de coeficientes de reflexão elásticos linearizados (Zoeppritz (1919); Telford et al. (1979); Shuey (1985)). A resposta sísmica desta propagação responde melhor que a impedância acústica convencional, utilizada convencionalmente na indústria do petróleo, para correlacionar com propriedades de reservatório.

A grande dificuldade encontrada pelos diversos pesquisadores na inversão de dados sísmicos para valores de impedância de reflexão, é a determinação dos coeficientes de reflexão e seus correspondentes ângulos de incidência das reflexões primárias, fator determinante para construção de seções ou perfis a ângulo comum. A utilização da transformação MZO equaciona esta dificuldade. Como a MZO é o núcleo principal para quantificação de parâmetros utilizados no cálculo da impedância de reflexão, no Capítulo 3 detalha-se os seus conceitos, abordando de forma sucinta o método unificado para imageamento proposto por Hubral et al. (1996) e Tygel et al. (1996), bem como a aplicação desta teoria para a transformação MZO em 2,5D descrita em Tygel et al. (1998). Ainda no Capítulo 3 será feita uma análise crítica das várias formas de se calcular a impedância de reflexão e as suas implicações nos resultados finais.

O Capítulo 4 detalhará a confecção do modelo sintético elástico gerado a partir do programa SEIS88 desenvolvido por Cervený e Psencik (1988), bem como todas as etapas posteriores de processamento sísmico até a imagem final de impedância de reflexão. Trabalhou-se com a versão do programa SEIS88 que utiliza o conceito de traçado de raio em um meio

elástico 2,5D. As camadas são separadas por interfaces suaves, aproximadas por interpolação tipo *splines* bicúbicas. Após a geração das seções sísmicas, o pacote SU (Cohen e Stockwell, 2000), desenvolvido no *CWP/Colorado School of Mines*, foi utilizado para a determinação de um modelo de velocidades no domínio do tempo com vistas a aplicação da transformação MZO. Na determinação dos coeficientes de reflexão e correspondentes ângulos de incidência das reflexões primárias, bem como na geração da seção de impedância de reflexão foram utilizadas rotinas desenvolvidas pelo Grupo de Geofísica Matemática (LGM) do Departamento de Matemática Aplicada do IMECC/UNICAMP e pelo autor da dissertação.

Os resultados alcançados com a metodologia proposta serão analisados ao longo do Capítulo 5. As conclusões e recomendações são apresentadas no Capítulo 6.

Capítulo 2

Princípios Básicos de Impedância Sísmica

As conceituações básicas dos princípios e parâmetros físicos que governam a impedância sísmica, a partir da definição de corpos de comportamento elástico e velocidades sísmicas, serão discutidas neste capítulo. Os conceitos de impedância são importantes, já que podem ajudar na caracterização de reservatórios de hidrocarbonetos. Esta caracterização pode se dar, tanto nos aspectos externos, definindo volumes e regiões de continuidade, como nos aspectos internos, influenciando no modelamento de condições permo-porosas, tipos de fluídos, simulação de fluxo e quantificação de reservas. Devido a importância dos conceitos de impedância, os mesmos serão tratados no capítulo seguinte, onde se procurará fazer uma revisão sobre a forma de cálculo, suas limitações e novas propostas de cálculo.

2.1 Meios Elásticos

A forma e o volume de um sólido podem ser alterados através de forças externas. Estas forças sofrem oposição de forças internas deste corpo, as quais resistem a mudanças na sua forma estrutural original. Como resultado desta reação, pelo menos para pequenas deformações, o corpo tende a voltar a sua posição original de equilíbrio assim que cessam as forças externas atuantes.

A teoria da elasticidade relaciona as forças aplicadas com as deformações ocorridas. O relacionamento destas forças foi obtido por Robert Hooke no século XVII e frequentemente é denominada de relação tensão-deformação.

Intuitivamente pensa-se que deva existir um relacionamento entre a tensão e a deformação. Quanto maior for a deformação medida, maior terá sido a tensão que a causou. A relação entre tensão e deformação, válida para pequenas deformações em um meio elástico, é conhecida como a Lei de Hooke. Esta lei tem bastante aplicação no estudo de ondas sísmicas na subsuperfície. Na sua forma mais simples, a Lei de Hooke estabelece uma relação linear entre tensão e deformação. Para pequenas tensões, as deformações geradas são diretamente proporcionais. Após o cessamento da tensão, o corpo volta ao seu estágio original, caracterizando o seu comportamento elástico. A Figura 2.1 mostra, no caso unidimensional, o comportamento proporcional entre σ_{11} e e_{11} .

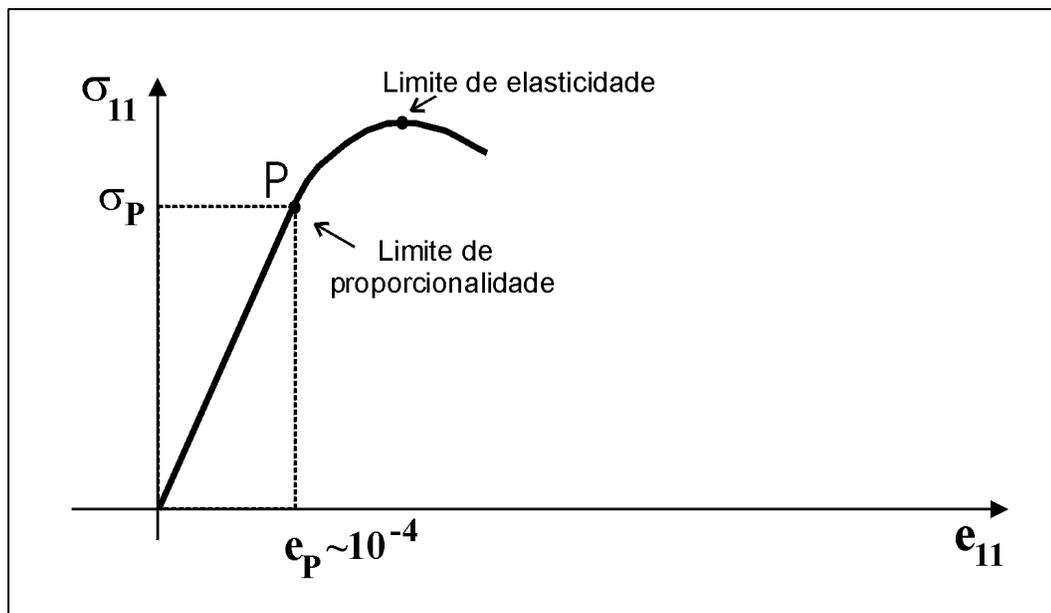


Figura 2.1: Relação tensão/deformação.

A constante que valida a região de proporcionalidade da Lei de Hooke é conhecida como módulo de Young. Nos experimentos sísmicos, o movimento das partículas do meio em subsuperfície fora das proximidades da fonte explosiva, podem ser razoavelmente explicados

supondo que o meio tenha um comportamento elástico, cuja relação linear entre tensão e deformação pode ser expressa pela Lei de Hooke generalizada,

$$\sigma_{ij} = c_{ijkl} e_{kl}, \quad (i,j,k,l = 1,2,3), \quad (2.1)$$

onde σ_{ij} é o tensor de tensão, e_{kl} é a parte simétrica do tensor de deformação e c_{ijkl} é um tensor dos parâmetros elásticos que caracterizam o meio.

A Lei de Hooke, sua forma generalizada é válida para diferentes tipos de materiais, mesmo anisotrópicos. Utilizando-se o princípio da conservação da energia pode-se demonstrar que, devido a simetria de sólidos, apenas 21 constantes elásticas (de um total de 81) são independentes. No caso de um sólido isotrópico, isto é, de simetria cúbica, onde existem nove planos de simetria, essas constantes elásticas independentes se reduzem a apenas três.

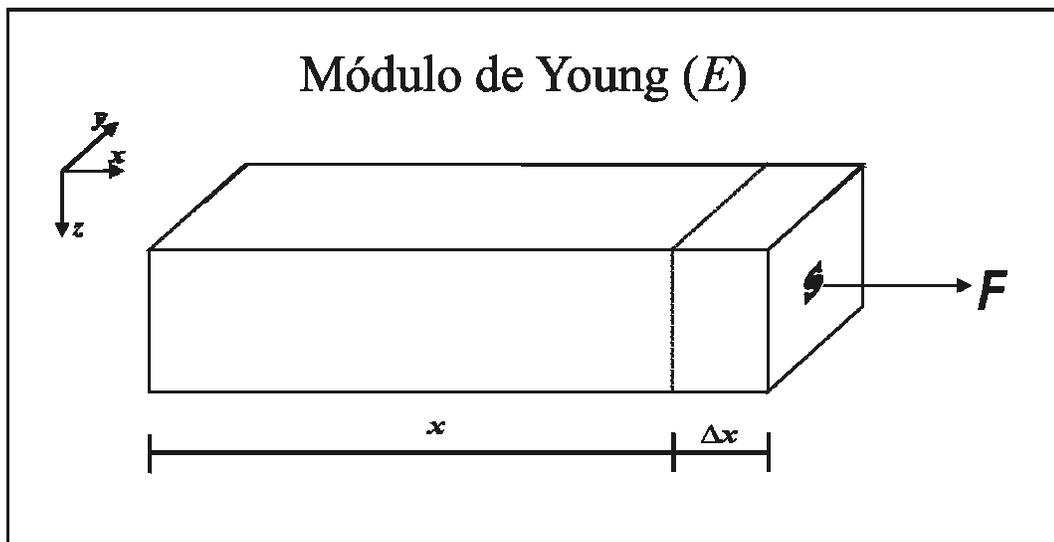


Figura 2.2: Módulo de Young.

Considerando uma barra isotrópica, alongada na direção x e uma tensão também na direção x (Figura 2.2). O módulo de Young mede a variação do comprimento Δx devido à

aplicação da força F . Conhecendo-se o comprimento original da barra (x) e a sua seção transversal (s), o módulo de Young mede então

$$E = \frac{F/s}{\Delta x/x}. \quad (2.2)$$

Por outro lado, existe um fator de proporcionalidade entre a deformação numa direção e as deformações transversais nas demais direções. Considerando x a direção original, esta quantificação, que é conhecida como razão de Poisson (ν), mede o estiramento na direção x e também as contrações ao longo dos eixos y e z (Figura 2.3), se expressa como

$$\nu = -\frac{e_{yy}}{e_{xx}} = -\frac{e_{zz}}{e_{xx}}, \quad (2.3)$$

onde $e_{xx} = \frac{\Delta x}{x}$, $e_{yy} = \frac{\Delta y}{y}$ e $e_{zz} = \frac{\Delta z}{z}$ são as chamadas deformações normais. O sinal negativo significa contrações, por convenção, considera-se tensões dilatantes como positivas.

Considerando-se agora o caso em que a tensão atue nas três direções principais de um sólido isotrópico. Existirão deformações adicionais proporcionais ao módulo de Young (E) quando o deslocamento for na mesma direção do esforço e proporcionais a $-E/\nu$, quando os deslocamentos forem transversos a este esforço. Desta forma, a relação esforço/deformação é dada por

$$Ee_{xx} = \sigma_{xx} - \nu\sigma_{yy} - \nu\sigma_{zz}, \quad (2.4)$$

$$Ee_{yy} = \sigma_{yy} - \nu\sigma_{xx} - \nu\sigma_{zz}, \quad (2.5)$$

$$e \quad Ee_{zz} = \sigma_{zz} - \nu\sigma_{xx} - \nu\sigma_{yy}. \quad (2.6)$$

Adicionando-se e subtraindo-se de forma conveniente no segundo termo das equações acima o termo $\nu\sigma_{kk}$ tem-se

$$Ee_{kk} = (1 + \nu)\sigma_{kk} - \nu(\sigma_{xx} + \sigma_{yy} + \sigma_{zz}), \quad (2.7)$$

onde k significa um dos eixos x , y ou z . Somando-se as três equações 2.4, 2.5 e 2.6 termo a termo e notando a soma das deformações normais por θ , tem-se

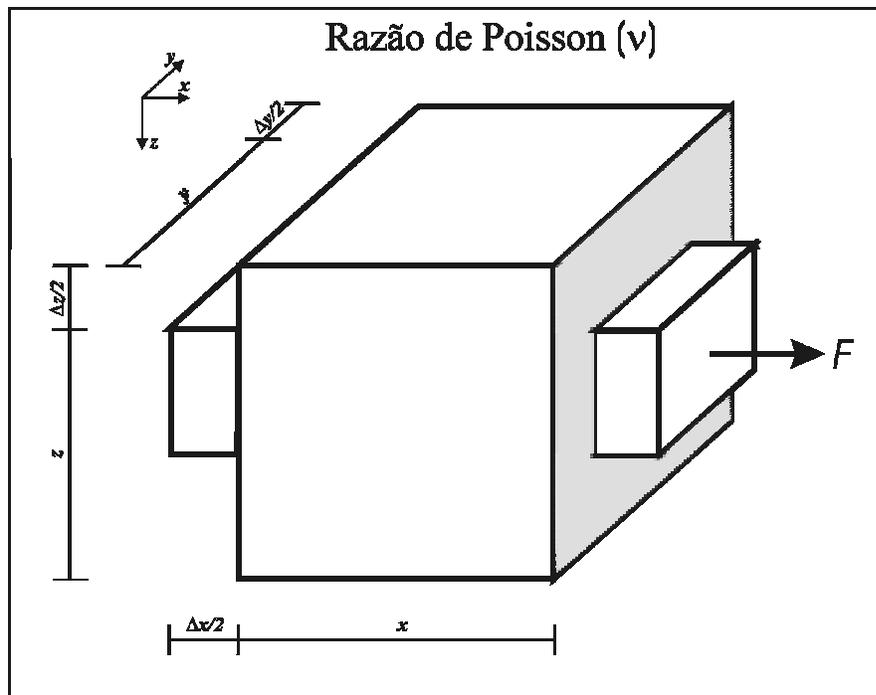


Figura 2.3: Razão de Poisson.

$$\sigma_{xx} + \sigma_{yy} + \sigma_{zz} = \frac{E\theta}{1-2\nu}, \quad (2.8)$$

onde θ se conhece como dilatação valendo

$$\theta = e_{xx} + e_{yy} + e_{zz}. \quad (2.9)$$

Substituindo-se a Equação (2.8) na Equação (2.7), obtém-se a relação entre as tensões (σ_{kk}) e as deformações principais (e_{kk}) associadas às compressões e dilatações

$$\sigma_{kk} = \frac{E}{1+\nu} e_{kk} + \frac{\nu E}{(1+\nu)(1-2\nu)} \theta. \quad (2.10)$$

Esta dedução foi realizada primeiramente por Lamé, daí as constantes relacionadas com o coeficiente de Poisson e com o módulo de Young serem conhecidas como parâmetros de Lamé e serem notadas como λ e μ , sendo que

$$\lambda = \frac{\nu E}{(1+\nu)(1-2\nu)} \quad (2.11)$$

e

$$\mu = \frac{E}{2(1+\nu)}, \quad (2.12)$$

e a relação entre tensões e deformações é

$$\sigma_{kk} = \lambda\theta + 2\mu e_{kk}. \quad (2.13)$$

Os sólidos isotrópicos e elásticos são definidos completamente pelos parâmetros de Lamé λ e μ , que possuem a dimensão de pressão, ou seja, força/área. O parâmetro μ é também conhecido como módulo de rigidez do material.

Para a análise acima se considerou apenas os componentes normais das tensões. Para pequenas deformações, a tensão de cisalhamento é dada por

$$\sigma_{kl} = 2\bar{\mu}e_{kl}, \quad (2.14)$$

A generalização da Equação (2.13) para tensões cisalhantes e normais é

$$\sigma_{kl} = \lambda\theta\delta_{kl} + 2\mu e_{kl}, \quad (2.15)$$

onde δ_k é o delta de Kronecker ($\delta_k=1$, se $k=1$ e $\delta_k=0$ se $k \neq 1$). A Equação (2.15) representa pois a generalização da Lei de Hooke para um sólido elástico e isotrópico.

Além dos coeficientes de Lamé e dos módulos Young (E) e razão de Poisson (ν), outro módulo bastante utilizado na geofísica e na engenharia é o módulo de incompressibilidade ou *bulk* (κ). O módulo de *bulk* mede a capacidade de um sólido resistir a contração, sendo submetido à pressão hidrostática. Para escrevê-lo em função do módulo de Young e da razão de Poisson como

$$\kappa = \frac{E}{3(1-2\nu)} = \lambda + \frac{2}{3}\mu. \quad (2.16)$$

O módulo de Young e a razão de Poisson são mais fáceis de serem medidos em laboratório do que os parâmetros de Lamé. Também, a partir de dois módulos conhecidos, é sempre possível calcular os demais parâmetros e módulos. A Tabela 2.1 mostra a relação entre os diversos parâmetros para meios elásticos isotrópicos.

Tabela 2.1: Relações entre parâmetros elásticos em meios isotrópicos

Parâmetros	κ	E	λ	ν	μ
λ, μ	$\lambda + \frac{2}{3}\mu$	$\frac{\mu(3\lambda + 2\mu)}{\lambda + \mu}$	—	$\frac{\lambda}{2(\lambda + \mu)}$	—
λ, κ	—	$\frac{9\kappa(\kappa - \lambda)}{3\kappa - \lambda}$	—	$\frac{\lambda}{3\kappa - \lambda}$	$\frac{3}{2}(\kappa - \lambda)$
λ, ν	$\frac{\lambda(1+\nu)}{3\nu}$	$\frac{\lambda(1+\nu)(1-2\nu)}{\nu}$	—	—	$\frac{\lambda(1-2\nu)}{2\nu}$
μ, κ	—	$\frac{9\mu\kappa}{\mu + 3\kappa}$	$\kappa - \frac{2}{3}\mu$	$\frac{3\kappa - 2\mu}{2(3\kappa + \mu)}$	—
μ, E	$\frac{\mu E}{3(3\mu - E)}$	—	$\frac{\mu(E - 2\mu)}{3\mu + E}$	$\frac{E - 2\mu}{2\mu}$	—
μ, ν	$\frac{2\mu(1+\nu)}{3(1-2\nu)}$	$2\mu(1+\nu)$	$\frac{2\mu\nu}{1-2\nu}$	—	—
κ, E	—	—	$\frac{3\kappa(3\kappa - E)}{9\kappa - E}$	$\frac{3\kappa - E}{6\kappa}$	$\frac{3\kappa E}{9\kappa - E}$
κ, ν	—	$3\kappa(1-2\nu)$	$\frac{3\kappa\nu}{1+\nu}$	—	$\frac{3\kappa(1-2\nu)}{2(1+\nu)}$
E, ν	$\frac{E}{3(1-2\nu)}$	—	$\frac{E\nu}{(1+\nu)(1-2\nu)}$	—	$\frac{E}{2(1+\nu)}$

2.2 Velocidades Sísmicas

Até este ponto considerou-se a tensão e a deformação como invariantes no tempo, estando as partículas do meio em equilíbrio estático. Considerando então estas forças dependentes do tempo e atuando sobre um corpo elástico e isotrópico, para uma perturbação em um dado instante do tempo, a equação elastodinâmica do movimento sob notação vetorial é

$$(\lambda + 2\mu)\nabla(\nabla\cdot\vec{u}) - \mu\nabla\times(\nabla\times\vec{u}) + \vec{f} = \rho \frac{\partial^2}{\partial t^2}\vec{u}, \quad (2.17)$$

onde \vec{u} é o deslocamento de uma partícula do meio elástico em relação à sua posição de equilíbrio, ρ é a densidade do meio e \vec{f} são as forças que estão agindo no sólido.

Para meios homogêneos, pode se resolver a Equação (2.17) através do teorema de Helmholtz, que estabelece que qualquer campo vetorial pode ser expresso como o gradiente de um potencial escalar, adicionado ao rotacional de um potencial vetorial, escrevendo-se como

$$\vec{u} = \nabla\vartheta + \nabla\times\vec{\psi} \quad \nabla\cdot\vec{\psi} = 0, \quad (2.18)$$

onde ϑ e $\vec{\psi}$ são respectivamente o potencial escalar e vetorial de \vec{u} .

Com o auxílio das Equações (2.18), considerando-se a ausência de forças externas, pode-se reescrever a Equação (2.17) como

$$\nabla\left((\lambda + 2\mu)\nabla^2\vartheta - \rho \frac{\partial^2}{\partial t^2}\vartheta\right) - \nabla\times\left(-\mu\nabla^2\vec{\psi} + \rho \frac{\partial^2}{\partial t^2}\vec{\psi}\right) = 0. \quad (2.19)$$

A Equação (2.19) tem como solução um sistema de equações diferenciais desacopladas para os potenciais ϑ e $\vec{\psi}$,

$$(\lambda + 2\mu)\nabla^2\vartheta - \rho \frac{\partial^2}{\partial t^2}\vartheta = 0 \quad (2.20)$$

e

$$\mu\nabla^2\vec{\psi} - \rho \frac{\partial^2}{\partial t^2}\vec{\psi} = 0, \quad (2.21)$$

que representam as equações da onda nas três dimensões para os referidos potenciais escalar e vetorial.

Como ϑ é uma função associada com a dilatação e $\vec{\psi}$ é um potencial vetorial relacionado à rotação, pode-se afirmar que a Equação (2.20) representa o distúrbio dilatação se propagando em um meio homogêneo, elástico e isotrópico com velocidade igual a

$$\alpha = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}} = \sqrt{\frac{\kappa + (4/3\mu)}{\rho}}. \quad (2.22)$$

Essa onda é conhecida como onda compressional, longitudinal ou primária (P), devido ao fato que o deslocamento das partículas se dá no sentido da propagação.

A Equação (2.21) pode ser vista como uma perturbação rotacional se propagando no meio com velocidade

$$\beta = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}}. \quad (2.23)$$

Este segundo tipo de onda é conhecido como cisalhante, transversal ou secundária (S), que se propaga independentemente das ondas do tipo P em processo distinto, sendo as suas vibrações perpendiculares ao sentido da propagação.

A Equação (2.24) abaixo que relaciona as velocidades dos tipos α e β , através das constantes elásticas, demonstra que as ondas do tipo P viajam mais rápidas do que as do tipo S

$$(\beta/\alpha)^2 = \frac{\mu}{\lambda + 2\mu} = \frac{0,5 - \nu}{1 - \nu}, \quad (2.24)$$

e os valores máximos e mínimos quando $\nu = 0$, em sólidos incompressíveis e $\nu = 0,5$ nos fluídos respectivamente. Isto mostra que a velocidade da onda S vai desde zero até cerca de 71% da velocidade da onda P.

2.3 Fatores que influenciam nas velocidades sísmicas

Os parâmetros de Lamé e a densidade são suficientes para caracterizar as propriedades físicas dos meios homogêneos, isotrópicos e elásticos. Os parâmetros de Lamé podem ser escritos em função da incompressibilidade ou módulo elástico através de

$$M = \lambda + 2\mu = \kappa + \frac{4}{3}\mu, \quad (2.25)$$

para as ondas do tipo P. A quantidade M , denominada de módulo total, está relacionado com as mudanças de volume (κ) e com variações da forma (μ) de um corpo submetido a deformação, definida como

$$M = \mu, \quad (2.26)$$

para onda do tipo S.

A velocidade de propagação v ($v = \alpha$ ou $v = \beta$) das ondas elásticas pode ser escrita de forma unificada como

$$v = \sqrt{\frac{M}{\rho}}. \quad (2.27)$$

A premissa de homogeneidade é bastante difícil de ser aplicada em ambientes sedimentares reais porque as rochas são formadas por diferentes minerais, com grãos de diferentes tamanhos, irregulares na sua geometria e distribuição, causando com isso espaços vazios de diferentes formas e conexões, que são preenchidos por fluídos diversos. A propagação das ondas elásticas P e S neste tipo de ambiente é perturbada por todos esses fatores acima citados, o que ocasiona variações de velocidade, conforme discutido a seguir.

2.3.1. Densidade

Observando-se a Equação (2.27), a mesma sugere que a velocidade varia inversamente com a densidade. Gardner (1974) mostrou que a velocidade cresce com o aumento da densidade (Figura 2.4) para todas as rochas.

Isto pode ser facilmente explicado porque o módulo total M cresce mais rapidamente do que a densidade. Como M está relacionado como incompressibilidade e rigidez, as rochas rígidas, bem consolidadas tem grandes valores para o mesmo. Nafe e Drake (1957) também estudaram a curva encontrada por Gardner (1974) (Figura 2.4) e sugeriram uma relação empírica entre a velocidade e a densidade dada por

$$\rho = 0,31\alpha^{0,25}, \quad (2.28)$$

onde ρ é a densidade em g/cm^3 e α é a velocidade das ondas P em m/s .

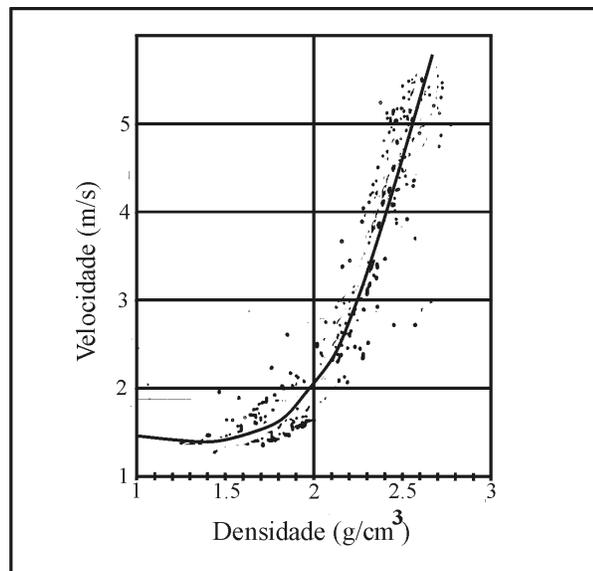


Figura 2.4: Velocidade versus densidade, Gardner (1974).

2.3.2. Compactação

As rochas sedimentares são mais compactadas à medida que se tornam mais profundas devido a pressão litostática. A compactação leva ao decréscimo da porosidade e conseqüentemente causa um aumento da densidade. Faust (1951) determinou, a partir de uma

série de experimentos, uma expressão empírica que relaciona profundidade, Z , e a idade, T , da rocha com a velocidade de propagação α

$$\alpha = B(ZT)^{1/6}. \quad (2.29)$$

Na Equação (2.29), a profundidade, Z é dada em metros e a idade, T , em anos, com a constante B igual a 46,6. Quanto maior a profundidade e mais velha a rocha maior será a velocidade, α , da onda P.

2.3.3. Pressão

Existem dois tipos de pressão que afetam as velocidades sísmicas: a confinante, relacionada a pressão litostática e hidrostática e a pressão de resistência dos fluídos contidos nos poros das rochas. A diferença entre as duas pressões é a resultante que afeta as velocidades sísmicas. O aumento da pressão confinante faz com que os poros e fraturas se fechem e, em consequência, a rocha se torne mais densa e também aumente a sua resistência à mudança de volume, gerando assim um aumento de velocidade de propagação.

Ensaio realizado por Dillon (1989) (Figura 2.5), revelou um aumento das velocidades sísmicas com o aumento da pressão, sendo este aumento mais acentuado para ondas do tipo P que para as ondas do tipo S.

2.3.4. Porosidade

A relação da velocidade com a porosidade é função da relação entre o comprimento de onda que se propaga no meio e a dimensão do poro. Caso o comprimento de onda seja muito maior do que a dimensão do poro, pode ser calculada a velocidade média utilizando-se um modelo na qual o sólido e o fluído são separados. Willie (*in* Freire, 1990) utilizou este modelo para demonstrar que o tempo gasto pela onda para atravessar uma rocha porosa é

$$t = \frac{L}{V}, \quad (2.30)$$

onde V é a velocidade média e L é a espessura atravessada.

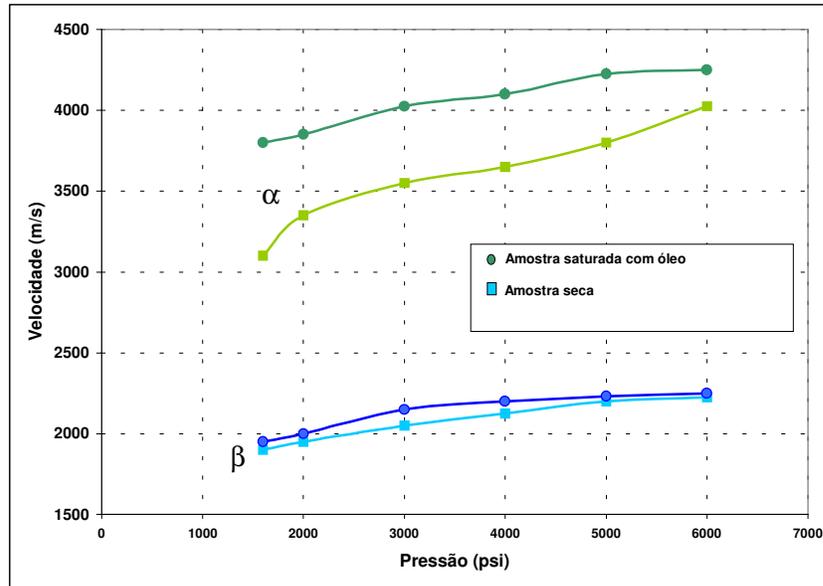


Figura 2.5: Relação de velocidades versus pressão para arenitos, Dillon (1989).

Se V_f e V_m são, respectivamente, as velocidades no fluido e na matriz e a porosidade é igual a ϕ , o modelo de Willie (*in* Freire, 1990), pode ser descrito como

$$\frac{1}{V_P} = \frac{\phi}{V_f} + \frac{1-\phi}{V_m}. \quad (2.31)$$

A Equação (2.31) é conhecida como Equação de Willie, sendo válida quando o fluido e o sólido são considerados homogêneos, isotrópicos e o poro esteja completamente saturado.

Gregory (1981) demonstrou experimentalmente que deve se tomar muito cuidado na utilização da Equação de Willie, pois ela só é válida para rochas com porosidade até cerca de 30%.

Raymer et al. (1980) sugeriram que a relação velocidade/porosidade não é linear e é dada por

$$V_p = (1 - \phi)^2 V_m + \phi V_f, \quad (2.32)$$

para porosidades inferiores a trinta por cento, de rochas consolidadas. Para rochas não consolidadas e com porosidades acima de 45% aplica-se a

$$\frac{1}{\rho V_p} = \frac{\phi}{\rho_f V_f} + \frac{1 - \phi}{\rho_m V_m}, \quad (2.33)$$

onde além dos parâmetros utilizados por Willie (*in* Freire, 1990), se consideram as densidades médias da rocha (ρ), do fluído (ρ_f) e da matriz (ρ_m).

A estimativa de porosidade de uma rocha a partir da sua velocidade deve ser tomada com parcimônia, já que as equações de Willie (*in* Freire, 1990) e Raymer et al. (1980) são empíricas.

Biot (1956) estudou a influencia da porosidade na velocidade conseguiu obter uma expressão analítica relacionando as duas propriedades, em rocha totalmente saturadas por um único fluido. Contudo, a expressão obtida por Biot (1956) não é de aplicação prática. Posteriormente Gassman et al. (*in* Freire, 1990), realizaram aproximações na expressão de Biot, e propuseram uma equação para a velocidade a partir da densidade média ($\bar{\rho}$), dos módulos de elasticidade da rocha seca (κ_r) e saturada (κ_s), do módulo de elasticidade do fluido (κ_f), do

módulo de cisalhamento da rocha (μ_r) e da porosidade (ϕ), que foi testada e comprovada em laboratório,

$$V_p^2 = \frac{1}{\bar{\rho}} \left[\kappa_r + \frac{4}{3} \mu_r + \frac{(1 - \kappa_r / \kappa_m)^2}{(1 - \phi - \kappa_r / \kappa_m) / \kappa_m - \phi / \kappa_f} \right]. \quad (2.34)$$

Esta fórmula foi comprovada em testes de laboratório, sendo válida para ondas do tipo P. A densidade média é calculada pelo modelo de Willie (*in* Freire, 1990) como

$$\bar{\rho} = \phi \rho_f + (1 - \phi) \rho_m. \quad (2.35)$$

2.3.5. Saturação de fluido

Gasmann et al. (*in* Freire, 1990) e Biot (1956) investigaram os efeitos da saturação de fluido num meio poroso nas velocidades do tipo P e do tipo S. A teoria de Biot apresenta dois comportamentos distintos dependentes da frequência crítica (f_c) (Figura 2.6), conforme a relação

$$f_c = \frac{\phi \gamma}{2\pi \rho_f k}, \quad (2.36)$$

onde γ é a viscosidade do fluido, ρ_f a densidade do fluido e k a permeabilidade absoluta da rocha. A proposta de Gasmann et al. (*in* Freire, 1990) coincide com a Equação de Biot para baixas frequências.

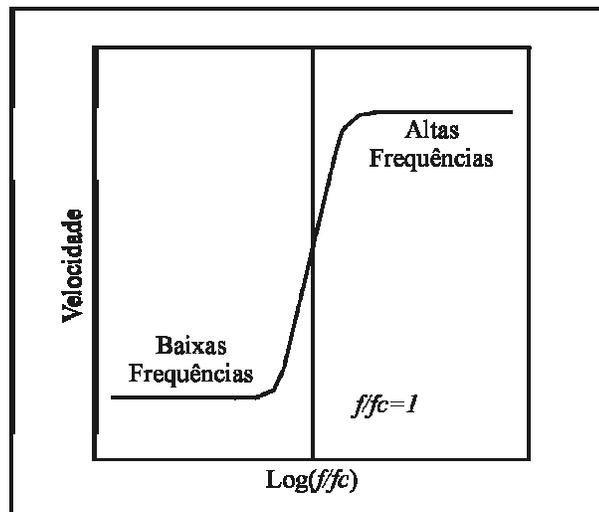


Figura 2.6: Velocidade em função da frequência segundo a teoria de Biot.

Estudos em rochas secas mostraram que a velocidade da onda tipo P cai significativamente quando se atinge um percentual de saturação até cerca de cinco por cento, permanecendo constante até noventa e cinco por cento de saturação, quando então volta a subir. Uma explicação qualitativa deste comportamento é simples. Quando a saturação é zero, a densidade no vácuo é nula. O início da saturação causa um aumento da densidade média da rocha diminuindo a velocidade P rapidamente. Quando a saturação total é alcançada a rocha torna-se resistente à compressão e, por conseguinte, há um aumento da velocidade de propagação. Para as ondas do tipo S a saturação causa somente pequenas mudanças na velocidade devidas apenas ao aumento de densidade.

2.3.6. Tipo de fluido

Fluidos diferentes têm densidade e compressibilidade também diferentes. As duas propriedades comandam o comportamento da variação de velocidades em função do tipo de fluido. Em sedimentos bem consolidados o tipo de fluido presente não afeta substancialmente a velocidade de propagação. Já em sedimentos muito porosos e não consolidados, o módulo de elasticidade do fluido influencia significativamente o módulo de elasticidade da rocha. Como consequência, a velocidade é grandemente afetada. Em todos os casos, a velocidade P é maior para rochas saturadas com óleo do que com gás.

2.4 O estado da arte da impedância sísmica

Zoeppritz em 1919 (*in* Telford et al., 1979), traduziu através de quatro equações a continuidade dos deslocamentos e as condições de fronteira através de uma interface plana separando dois meios elásticos isotrópicos e homogêneos .

Os primeiros trabalhos que analisaram a variação da amplitude sísmica em função do ângulo de incidência foi o de Koefoed (1955) ao qual pode se atribuir a origem do termo AVO, amplitude *versus* afastamento.

Bortfeld (1961) foi o primeiro a linearizar as equações de Zoeppritz, fazendo a hipótese de fracas variações nas propriedades das camadas.

Rosa (1976) foi o pioneiro na determinação de uma aproximação dos coeficientes de reflexão em função dos parâmetros elásticos e petrofísicos do meio.

Telford et al. (1979) recriaram as quatro equações de Zoeppritz, definindo-as em termos de amplitudes, parâmetros elásticos e ângulos de reflexão e transmissão das ondas S e P.

Aki e Richards (1980) são os autores da aproximação da solução do sistema de equações de Zoeppritz, mais citada na literatura geofísica.

Berteussen e Ursin (1983) fizeram a formulação matemática para a impedância acústica e também propuseram duas fórmulas recursivas para calculá-las, hoje consagradas na geofísica.

Na década de 80 vários trabalhos sobre AVO foram apresentados, sendo os principais os de Ostrander (1984), Sherwood et al. (1983) e Gassaway e Richgels (1983), tendo todos como núcleo as equações de Zoeppritz.

Shuey (1985) propondo a linearização das equações de Zoeppritz, em função do ângulo de reflexão, tornou esta aproximação uma das mais consagradas na literatura geofísica, principalmente porque se pode correlacionar os seus termos com os termos de análise de AVO.

Hilterman (1989) retomou os trabalhos de Bortfeld (1961), relacionando o coeficiente de reflexão como a diferença da Razão de Poisson dos dois meios elásticos.

Castagna (1993) lançou toda a teoria para a análise de AVO e durante toda a década de 90 apresentou vários trabalhos classificando os diferentes de comportamento de AVO.

Connolly (1999) a partir da linearização das equações de Zoeppritz por Aki e Richards (1980), criou o termo Impedância Elástica, relacionando-a ao ângulo de incidência, velocidades α e β e densidade dos meios envolvidos. Ela é uma generalização da impedância acústica para uma incidência não-normal. Apresenta exemplos do seu uso, principalmente como ferramenta para calibração e inversão de seções de ângulo comum. Esta tecnologia foi usada inicialmente pela *British Petroleum* como uma ferramenta para o desenvolvimento do campo de Foinevan no Mar do Norte.

VerWest et al. (2000) apresentaram trabalho em que levantam considerações teóricas sobre a inversão da impedância elástica.

Savic et al. (2000) discutem na prática como fazer a inversão da impedância elástica, incluindo a parte de processamento sísmico e a correlação com perfis de poço.

Whitcomb et al. (2000) estenderam os conceitos de impedância elástica de Connolly (1999), denominando-a de impedância elástica estendida, que discriminaria melhor vários parâmetros elásticos e, por conseguinte discriminaria melhor fluídos e litologias.

Capítulo 3

Impedância de Reflexão

Neste capítulo se fará uma abordagem sobre as maneiras de calcular a impedância sísmica e se introduzirá o conceito de impedância de reflexão, que é a generalização do conceito de impedância sísmica para qualquer ângulo de reflexão. Também se apresentará o conceito da Migração Para Afastamento Nulo (MZO), que será a principal ferramenta para obtenção de seções de impedância de reflexão, cujo processo será discutido no Capítulo 4.

3.1 Coeficientes de Reflexão e Impedância Sísmica

Quando uma frente de onda chega sobre uma interface que separa dois meios elásticos, semi-infinitos, homogêneos e isotrópicos, ela é particionada, sendo parcialmente refletida e parcialmente transmitida. A Figura 3.1 procura representar de forma simplificada esse esquema, onde a frente de onda é representada por um raio, respeitando as condições limites dos meios elásticos, em relação a continuidade dos componentes normais e tangenciais do deslocamento e as dificuldades para passagem da interface, conhecida como impedância.

Estas condições de limite se traduzem sobre a forma de quatro equações e quatro incógnitas, que serão discutidas adiante. As amplitudes de cada uma das ondas refletidas e transmitidas, P e S (R_{PP} , T_{PP} , R_{PS} e T_{PS}), são conhecidas como coeficientes de reflexão e coeficientes de transmissão.

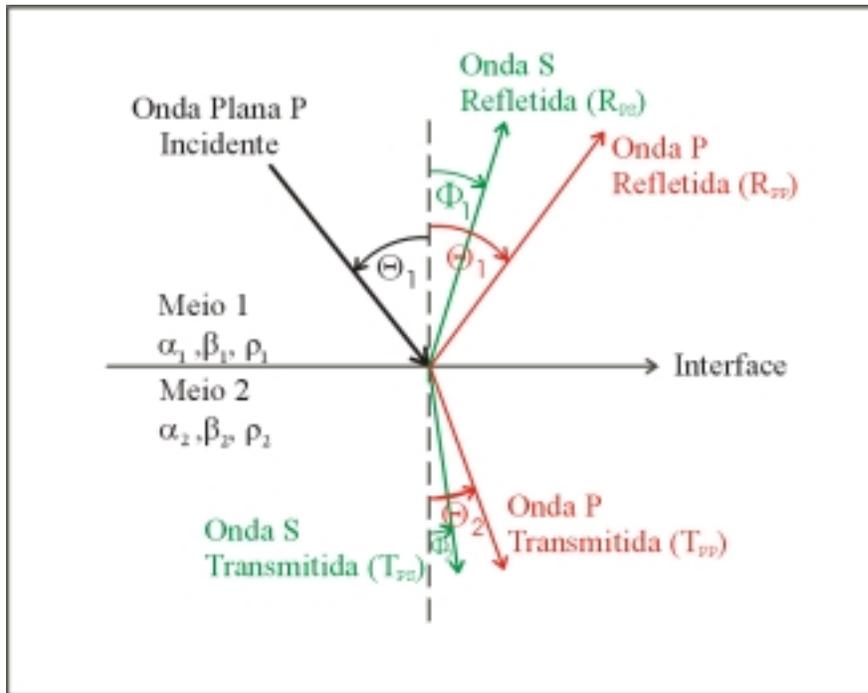


Figura 3.1: Ondas geradas por reflexão e transmissão na interface entre dois meios elásticos a partir de uma onda plana P incidente.

Os seis parâmetros elásticos independentes, α_1 , α_2 , β_1 , β_2 , ρ_1 e ρ_2 , mais os valores θ_1 e θ_2 , que são respectivamente os ângulos das ondas P incidente ou P refletida e P transmitida, e, Φ_1 e Φ_2 são os ângulos das ondas S refletida e transmitida, constituem-se nos parâmetros básicos para os cálculos dos coeficientes de reflexão e transmissão bem como para os cálculos das impedâncias acústicas e elásticas.

3.1.1 Princípio de Fermat (Lei de Snell)

O caminho que um raio percorre para ir de um ponto a outro em um meio anisotrópico e heterogêneo, tem como primeira aproximação um tempo integral igual a um de outro raio que siga um outro caminho infinitesimalmente próximo ao anterior. Na prática isto significa que o tempo gasto por um raio para ir de um ponto a outro é estacionário.

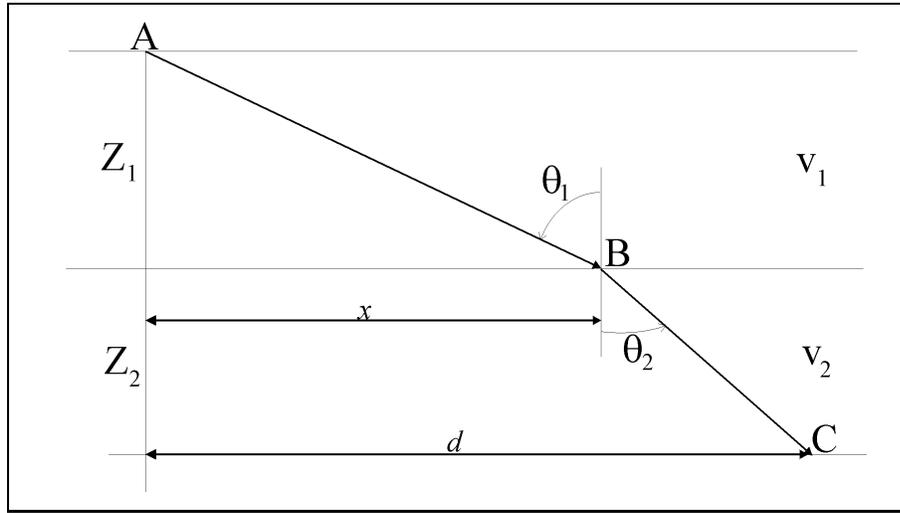


Figura 3.2: Princípio de Fermat.

As leis que regulam a teoria do raio podem ser demonstradas pelo princípio de Fermat. Tomando-se, por exemplo, a situação ilustrada na Figura 3.2, onde um raio sai do ponto A no meio 1, e atinge o ponto C no meio 2, passando sobre o ponto B na interface entre os dois meios. As espessuras são dadas por Z_1 e Z_2 respectivamente. As velocidades por V_1 e V_2 . A distância entre os pontos A e B por x e entre A e C por d . O tempo gasto pode ser descrito como

$$t(x) = \frac{(x^2 + Z_1^2)^{1/2}}{V_1} + \frac{[(d-x)^2 + Z_2^2]^{1/2}}{V_2}. \quad (3.1)$$

A utilização do princípio de Fermat implica em encontrar a posição x que leva ao menor tempo. Derivando-se t com relação a x e igualando a zero, tem-se

$$\frac{1}{V_1} \frac{x}{(x^2 + Z_1^2)^{1/2}} = \frac{1}{V_2} \frac{d-x}{[(d-x)^2 + Z_2^2]^{1/2}}, \quad (3.2)$$

que em termos de reflexão e transmissão vale

$$\frac{\sin\theta_1}{V_1} = \frac{\sin\theta_2}{V_2}, \quad (3.3)$$

a qual é conhecida como a Lei de Snell. A generalização desta relação para todos os tipos de onda é

$$\frac{\sin\theta_1}{\alpha_1} = \frac{\sin\theta_2}{\alpha_2} = \frac{\sin\Phi_1}{\beta_1} = \frac{\sin\Phi_2}{\beta_2} = p, \quad (3.4)$$

onde p é conhecido como parâmetro do raio.

3.1.2 Expressão do coeficiente de reflexão em função do ângulo de incidência

As quatro equações que definem os limites entre dois meios elásticos em termos de amplitudes foram recriadas por Telford et al. (1976) a partir das equações definidas por Zoeppritz e que traduzem a continuidade dos deslocamentos e dos impedimentos na passagem da interface, entre os meios 1 e 2 (Figura 3.1), podem ser escrita de forma matricial da seguinte maneira:

$$\begin{bmatrix} \cos\theta_1 & -\sin\phi_1 & \cos\theta_2 & \sin\phi_2 \\ \sin\theta_1 & \cos\phi_1 & -\sin\theta_2 & \cos\phi_2 \\ Z_1 \cos 2\phi_1 & -W_1 \sin 2\phi_1 & -Z_2 \cos 2\phi_2 & -W_2 \sin 2\phi_2 \\ \gamma_1 W_1 \sin 2\theta_1 & W_1 \cos 2\phi_1 & \gamma_2 \sin 2\theta_2 & -W_2 \cos 2\phi_2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} R_{PP} \\ R_{PS} \\ T_{PP} \\ T_{PS} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos\theta_1 \\ -\sin\theta_1 \\ -Z_1 \cos 2\phi_1 \\ -\gamma_1 W_1 \sin 2\theta_1 \end{bmatrix}, \quad (3.5)$$

onde

$$\begin{aligned} \gamma_j &= \beta_j / \alpha_j && \text{(razão de } \beta \text{ sobre } \alpha), \\ Z_j &= \rho_j \alpha_j && \text{(impedância acústica),} \\ W_j &= \rho_j \beta_j && \text{(impedância elástica).} \end{aligned}$$

Os conceitos de impedância elástica e acústica utilizados nas equações (3.5) são genéricos e consideram qualquer valor para o ângulo de incidência.

Note-se ainda que nas equações (3.5), as impedâncias acústicas e elásticas são consideradas como características do meio e não mais uma resposta a uma solicitação exterior como é o coeficiente de reflexão.

Analisando as equações de Zoeppritz, nota-se que as amplitudes, os contrastes de velocidade e as impedâncias são os parâmetros implícitos e não diretos nos cálculos. Na prática, são três os tipos de variáveis:

- ajustáveis pelo usuário (θ),
- dependentes da resposta física do sistema (R_{PP} , T_{PP} , R_{PS} e T_{PS}),
- intrínsecas ao modelo (α , β e ρ).

3.1.3 Coeficientes de reflexão, transmissão e impedância de reflexão em meios acústicos

Para uma onda P com incidência normal, as equações de Zoeppritz se simplificam consideravelmente: as componentes tangenciais do movimento e do cisalhamento são nulas, R_{PS} , T_{PS} e θ_I valem zero, conduzindo a um sistema de duas equações e duas incógnitas:

$$R_{PP} + T_{PP} = 1 \quad \text{e} \quad Z_1 R_{PP} - Z_2 T_{PP} = -Z_1. \quad (3.6)$$

A solução do sistema é uma expressão bem conhecida dos coeficientes de reflexão R e de transmissão T que são dependentes da impedância acústica Z_j ,

$$R = R_{PP} = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1} \quad (3.7)$$

e

$$T = T_{PP} = \frac{2Z_1}{Z_2 + Z_1}. \quad (3.8)$$

Estas soluções também servem para o caso elástico cuja incidência seja normal.

Já para um meio acústico, cuja incidência não seja normal, as equações (3.7) e (3.8) não podem ser aplicadas no cálculo do coeficiente de reflexão. Neste caso a solução do sistema (3.5) é dada por:

$$R = \frac{\rho_2 \alpha_2 \cos \theta_1 - \rho_1 \alpha_1 \cos \theta_2}{\rho_2 \alpha_2 \cos \theta_1 + \rho_1 \alpha_1 \cos \theta_2} = \frac{\rho_2 \alpha_2 \sec \theta_2 - \rho_1 \alpha_1 \sec \theta_1}{\rho_2 \alpha_2 \sec \theta_2 + \rho_1 \alpha_1 \sec \theta_1}, \quad (3.9)$$

onde o coeficiente de reflexão pode ser expresso como

$$R = \frac{E_2 - E_1}{E_2 + E_1}, \quad (3.10)$$

e de forma equivalente, pode se escrever o coeficiente de transmissão como

$$T = \frac{2\rho_1\alpha_1 \sec\theta_1}{\rho_2\alpha_2 \sec\theta_2 + \rho_1\alpha_1 \sec\theta_1} = \frac{2E_1}{E_2 + E_1}, \quad (3.11)$$

onde

$$E_j = \frac{\rho_j\alpha_j}{\sqrt{1-\alpha_j^2 p^2}} = \rho_j\alpha_j \sec\theta_j, \quad (3.12)$$

que pode ser chamada de impedância acústica de reflexão, em analogia com a impedância acústica usual, em que Z_j é E_j para $\theta_j = 0$.

A computação aproximada da impedância acústica de dados sísmicos teve as suas bases lançadas por Kune et al. (1963), onde ele considerou que o processo seria o inverso da construção de um sismograma sintético de um perfil de impedância acústica.

Berteussen e Ursin (1983) lançaram a base teórica matemática de como computar a impedância acústica de dados sísmicos a partir de forma recursiva a partir de coeficientes de reflexão convertidos em impedância acústica.

Para o caso da impedância acústica de reflexão podem ser usadas duas fórmulas não lineares para converter dados sísmicos em dados de impedância. Uma derivada de um modelo sísmico discreto e uma outra derivada do modelo sísmico contínuo.

O modelo discreto considera o coeficiente de reflexão entre as camadas j e $j + 1$ expresso na Equação (3.10), onde $E_j = \rho_j\alpha_j \sec\theta_j$ é a impedância acústica de reflexão, com ρ_j sendo a densidade e α_j a velocidade da onda tipo P da camada j .

Manipulando-se algebricamente a Equação (3.10), chega-se a uma fórmula recursiva a partir da série de coeficientes de reflexão R_j

$$E_{j+1} = E_j \frac{1 + R_j}{1 - R_j}, \quad (3.13)$$

com $j = 1, 2, 3 \dots$. Assume-se que a impedância da primeira camada ($j = 1$) é conhecida.

Aplicando-se sucessivas vezes a Equação (3.13), obtém-se a expressão

$$E_j = E_1 \prod_{i=1}^{j-1} \frac{1 + R_i}{1 - R_i}, \quad j = 1, 2, 3, \dots, \quad (3.14)$$

que devido ao caráter não linear fica difícil de se analisar como os erros embutidos nos coeficientes de reflexão afetam os cálculos da impedância acústica de reflexão.

Como acima citado, uma outra alternativa para o cálculo da impedância acústica de reflexão é a que considera o modelo sísmico contínuo, onde os parâmetros elásticos variam continuamente com a profundidade ou com o tempo de trânsito t . Como os dados sísmicos são coletados e normalmente fornecidos em tempo, as funções adiante serão escritas em função do tempo de trânsito.

Reescrevendo-se a Equação (3.10) discreta, de forma contínua em função do tempo, tem-se

$$R(t, \Delta) = \frac{E(t + \Delta) - E(t)}{E(t + \Delta) + E(t)}, \quad (3.15)$$

onde Δ é o incremento de tempo.

Da mesma forma que o caso discreto, escrevendo-se a impedância acústica de reflexão, Equação (3.15), em função da refletividade, tem-se

$$E(t + \Delta) = E(t) \frac{1 + R(t, \Delta)}{1 - R(t, \Delta)}. \quad (3.16)$$

Como não se tem solução explícita para $R(t, \Delta)$ em função de $E(t)$, observando-se que $R(t, 0) = 0$, define-se a refletividade $\tilde{R}(t)$ como o seguinte limite,

$$\tilde{R}(t) \equiv \lim_{\Delta \rightarrow 0} \frac{R(t, \Delta) - R(t, 0)}{\Delta} = \partial_{\Delta} R(t, 0). \quad (3.17)$$

Tomando-se a Equação (3.17), uma aproximação de primeira ordem para $R(t, \Delta)$ pode ser dada por

$$R(t, \Delta) \approx \tilde{R}(t) \cdot \Delta. \quad (3.18)$$

Aplicando-se o limite na Equação (3.15) obtém-se

$$\tilde{R}(t) = \frac{E'(t)}{2E(t)} \quad (3.19)$$

ou ainda

$$\tilde{R}(t) = \frac{1}{2} \partial_t \ln E(t). \quad (3.20)$$

Integrando-se a Equação (3.20), escreve-se então a impedância acústica de reflexão contínua como a expressão

$$E(t) = K \exp\left(2 \int_0^t \tilde{R}(\tau) d\tau\right), \quad K \text{ constante.} \quad (3.21)$$

Tomando-se $t = 0$, tem-se que $E(0) = K$ e, portanto,

$$E(t) = E(0) \exp\left(2 \int_0^t \tilde{R}(\tau) d\tau\right). \quad (3.22)$$

Discretizando a Equação (3.22), tem-se então

$$E_j = E_1 \exp\left(2 \sum \frac{R_j}{\Delta} \cdot \Delta\right) = E_1 \exp\left(2 \sum_{i=1}^{j-1} R_i\right). \quad (3.23)$$

Berteussen e Ursin (1983), demonstraram que expandindo-se em séries de Taylor de potências de R , as equações (3.14) e (3.23), ambas são iguais até segunda ordem. O cálculo numérico para as duas expressões mostra que a diferença é menor de que 0,1 em valor absoluto, que corresponde a cerca de cinco por cento pra valores absolutos de $R_j \leq 0,4$ (Figura 3.3).

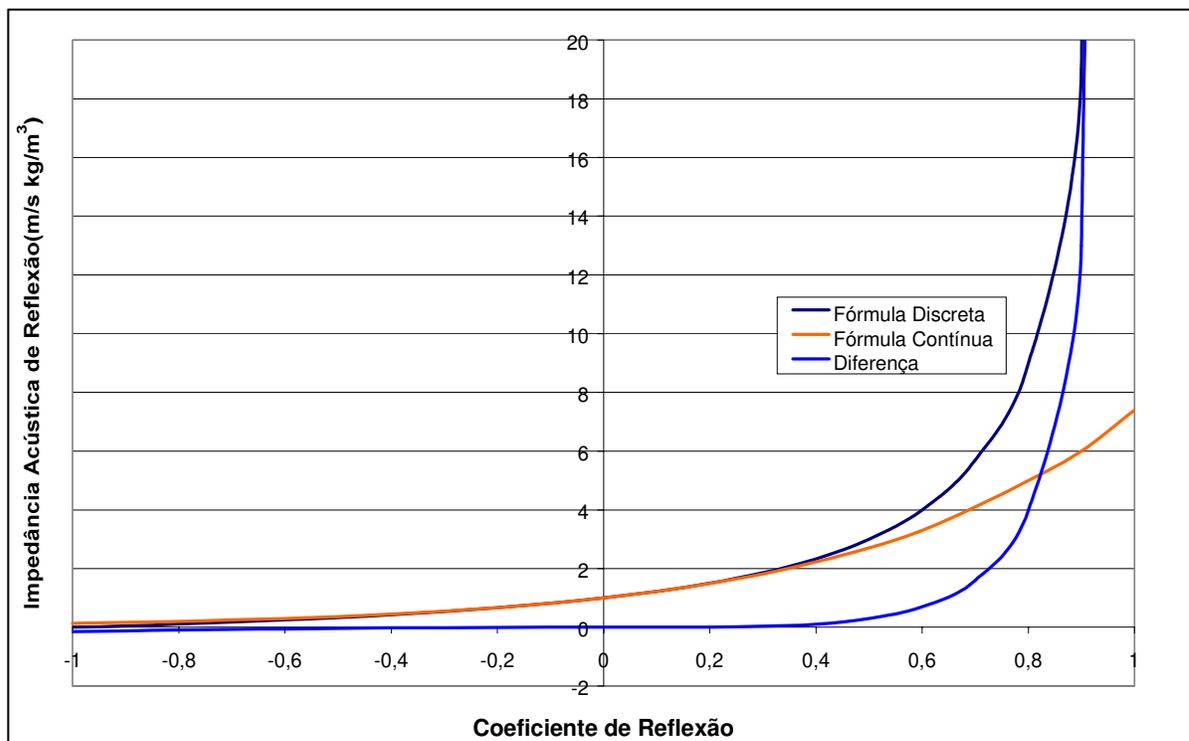


Figura 3.3: Gráfico comparativo das duas fórmulas recursivas do cálculo de impedância acústica de reflexão.

3.1.4 Coeficientes de reflexão e impedância de reflexão em meios elásticos

Propõe-se aqui também estender o conceito de impedância de reflexão também para meios elásticos, conforme Connolly (1999) o fez e chamou de impedância elástica.

A impedância elástica de reflexão I seria uma função com propriedades análogas à impedância acústica de reflexão, ou seja, o coeficiente de reflexão relacionado com as impedâncias dos meios elásticos, que seria função dos valores de parâmetros α , β , ρ e do ângulo de incidência θ , que por sua vez dependem do tempo de trânsito t :

$$R = \frac{I_2 - I_1}{I_2 + I_1}. \quad (3.24)$$

Como no caso acústico, se calculará os coeficientes de reflexão e as impedâncias elásticas de reflexão em função do tempo e no domínio contínuo. Todas as demonstrações matemáticas, apresentadas quando se demonstrou a impedância acústica de reflexão no domínio do contínuo, tem validade no caso elástico, até se chegar a função refletividade, Equação (3.19), onde aqui se trocará as variáveis de impedância acústica de reflexão E pela função de impedância elástica de reflexão I

$$\tilde{R}(t) = \frac{I'(t)}{2I(t)} \quad (3.25)$$

Trabalhando-se algebricamente as equações de Zoeppritz (3.5), e aplicando-se o limite na Equação (3.17), para o caso elástico chega-se a função refletividade

$$\tilde{R}(t) = \frac{I}{2} (I - 4\beta^2 p^2) \frac{\rho'}{\rho} + \frac{I}{2} \sec^2 \theta \frac{\alpha'}{\alpha} - 4\beta^2 p^2 \frac{\beta'}{\beta}. \quad (3.26)$$

onde ρ' , α' e β' são as derivadas temporais em relação a ρ , α e β , respectivamente.

Assim, multiplicando-se a Equação (3.26) por Δ e aproximando as derivadas

$$\alpha' \approx \frac{\Delta\alpha}{\Delta}, \quad \beta' \approx \frac{\Delta\beta}{\Delta} \quad \text{e} \quad \rho' \approx \frac{\Delta\rho}{\Delta}$$

obtém-se a expressão que é a aproximação de primeira ordem de Aki e Richards (1980), que é uma das formas de linearização das equações de Zoeppritz mais consagrada na literatura geofísica, juntamente com a aproximação de Shuey (1985),

$$R(t) \approx \frac{I}{2} (1 - 4\beta^2 p^2) \frac{\Delta\rho}{\rho} + \frac{\sec^2 \theta}{2} \frac{\Delta\alpha}{\alpha} - 4\beta^2 p^2 \frac{\Delta\beta}{\beta}, \quad (3.27)$$

onde θ representa o ângulo de incidência e p o parâmetro do raio dado pela Lei de Snell, Equação (3.4).

Para o caso em que o parâmetro de raio é nulo, tem-se que

$$\tilde{R}(t) = \frac{1}{2} \frac{\rho'}{\rho} + \frac{1}{2} \frac{\alpha'}{\alpha} = \frac{I'}{2I}. \quad (3.28)$$

Resolvendo-se a equação diferencial acima, nota-se que a solução é dada por $I = K\rho\alpha$, onde K é uma constante. Considerando-se $K = 1$, obtém-se a solução da impedância acústica tradicional de incidência normal,

$$I = Z = \rho\alpha. \quad (3.29)$$

Tomando agora o valor da velocidade da onda S nula, $\beta = 0$, e resolvendo a equação diferencial, a solução é para impedância acústica de reflexão,

$$I = E = \rho \alpha \sec \theta, \quad (3.30)$$

onde novamente se toma a constante K da equação, como unitária.

Quando $\beta \neq 0$ e $p \neq 0$, ou seja, $\beta p \neq 0$, observa-se que não é possível encontrar uma solução geral. Pode-se então supor alguma condição sobre α , β e ρ de maneira a encontrar uma solução.

Assumindo que $\frac{\beta'}{\beta} = v \frac{\rho'}{\rho}$, ou equivalentemente $\beta' = a \rho^v$, com $a > 0$, onde v é uma constante de proporcionalidade, chega-se a

$$\tilde{R}(t) = \frac{I}{2} (1 - 4\beta^2 (1+v)p^2) \frac{\rho'}{\rho} + \frac{\sec^2 \theta}{2} \frac{\alpha'}{\alpha} = \frac{I'}{2I}, \quad (3.31)$$

cuja solução é dada por

$$I = \rho \alpha \sec \theta \begin{cases} \exp(-2 \left(1 + \frac{1}{v}\right) \beta^2 p^2), & v \neq 0 \\ \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^{-4\beta^2 p^2}, & v = 0 \end{cases}, \quad (3.32)$$

que é uma generalização da impedância acústica de reflexão para o caso elástico.

3.2 Método Unificado de Imageamento Sísmico em Meios 2,5D

Pelo Método Unificado de Imageamento 3D proposto por Hubral et al. (1996) e Tygel et al. (1996), as operações de migração e demigração de dados sísmicos, quando combinadas podem resolver inúmeros problemas de imageamento sísmico. A migração objetiva colocar os refletores no seu posicionamento espacial correto, caso o modelo de velocidades se aproxime do real. Já a demigração, atuando sobre um dado migrado, em profundidade, levo-o de volta ao domínio do tempo, sendo um processo inverso ao da migração. Os processos de integração envolvidos necessitam pois como parâmetros o modelo de velocidades, a configuração de medição, os códigos de raios se onda do tipo P ou do tipo S.

Analisando-se cinematicamente, pode se afirmar que a migração em profundidade é o empilhamento de dados ao longo de superfícies de difração (Superfícies de Huygens), onde se posiciona o resultado nos pontos correspondentes a essas superfícies em profundidade. Já a demigração é o empilhamento dos dados migrados ao longo de isócronas, posicionando-os no domínio do tempo. A utilização de pesos na integral de empilhamento, tanto ao longo da superfície de difração quanto da superfície isócrona, faz com que as amplitudes sísmicas sejam preservadas.

A migração para afastamento nulo (MZO), pode ser vista como uma transformação de configuração, executada em duplo passo, sendo o primeiro uma migração em profundidade com a configuração para afastamento comum e o segundo passo uma demigração configurada para afastamento nulo, ou simplesmente um encadeamento analítico das integrais de migração e demigração, que proporciona em um único passo uma solução definida como curva de empilhamento de MZO.

Esta solução em passo único pode se mostrar mais eficiente que a realizada em duplo passo, já que, provavelmente, é menos sensível ao modelo de velocidades, visto que uma única integral é resolvida.

Quando se aplica a MZO em um dado sísmico se obtém o coeficiente de reflexão dos eventos imageados. Caso se aplique duas vezes em um mesmo conjunto de dados sísmicos, o processo de MZO com dois pesos diferentes, conhecido como MZO Dupla, pode-se obter então uma estimativa dos ângulos de reflexão daqueles dados. Isto é importante para se construir seções de impedância de reflexão para ângulos comuns de uma forma bastante simples, já que a grande dificuldade relatada por autores como Connolly (1999) é justamente a determinação com precisão dos ângulos de reflexão. Também se torna bastante útil a determinação dos ângulos de reflexão, para se transformar AVO em AVA, atributos bastante utilizados para caracterização de anomalias de amplitudes.

3.2.1 Parametrização do Modelo e a Configuração de Medição

Supondo-se que a linha sísmica esteja situada no plano cartesiano xz e que o meio não apresenta variações na direção cartesiana y , caracteriza-se uma situação de imageamento de 2,5D (Bleistein, 1986) onde a propagação da onda é 3D e o plano de aquisição é 2D (Figura 3.4).

A Figura 3.5 considera uma situação geológica de estratos não homogêneos e isotrópicos, separados por refletores suaves, de forma que a propagação da onda seja descrita pela teoria do raio de ordem zero para reflexões primárias (Cerveny, 1985; 1987). No plano xz um ponto M qualquer terá coordenadas (x,z) . Um refletor de interesse, denotado por Σ , é constituído de vários pontos M de coordenadas $(x,z = \Sigma(x))$. onde x varia ao longo da abertura do refletor, que é a parte do refletor Σ iluminada pelo levantamento sísmico. O arranjo de aquisição é do tipo afastamento comum tendo como ponto médio entre a fonte $S(\xi)$ e o receptor $G(\xi)$ a coordenada ξ , distanciando-se desses de h , que corresponde a meio afastamento entre fonte e receptor, todos localizados sobre o eixo dos x . A relação entre fonte, receptor e coordenada ξ pode ser expressa como

$$S(\xi) = \xi - h \quad \text{e} \quad G(\xi) = \xi + h. \quad (3.33)$$

Condiciona-se que todas as fontes $S(\xi)$ emitam pulsos idênticos, pontuais, e que os receptores $G(\xi)$ possuam características idênticas.

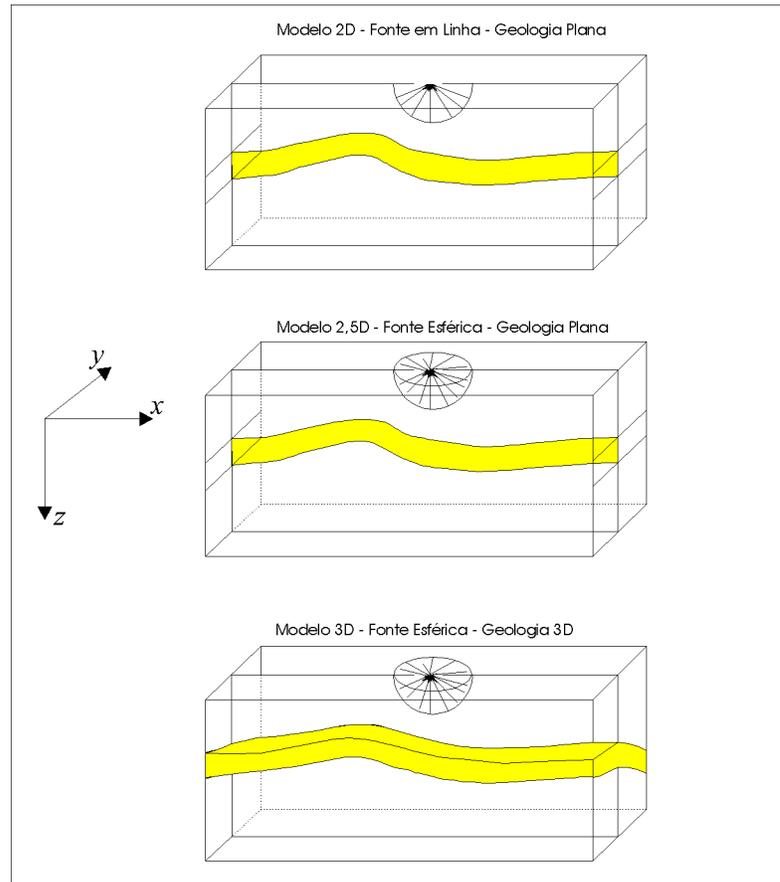


Figura 3.4: Modelo de espaços 2D, 2,5D e 3D conforme o número de dimensões do meio.

Com este modelamento de propagação, a teoria dos raios (Bleistein, 1986), pode ser simplificada em alguns aspectos. O espalhamento geométrico 3D é um exemplo desta simplificação, pois será decomposto em duas contribuições distintas: o fator de espalhamento geométrico 2D que se propaga ao longo do plano xz e o que se espalha fora deste plano. O traçado dinâmico dos raios quantifica as duas contribuições.

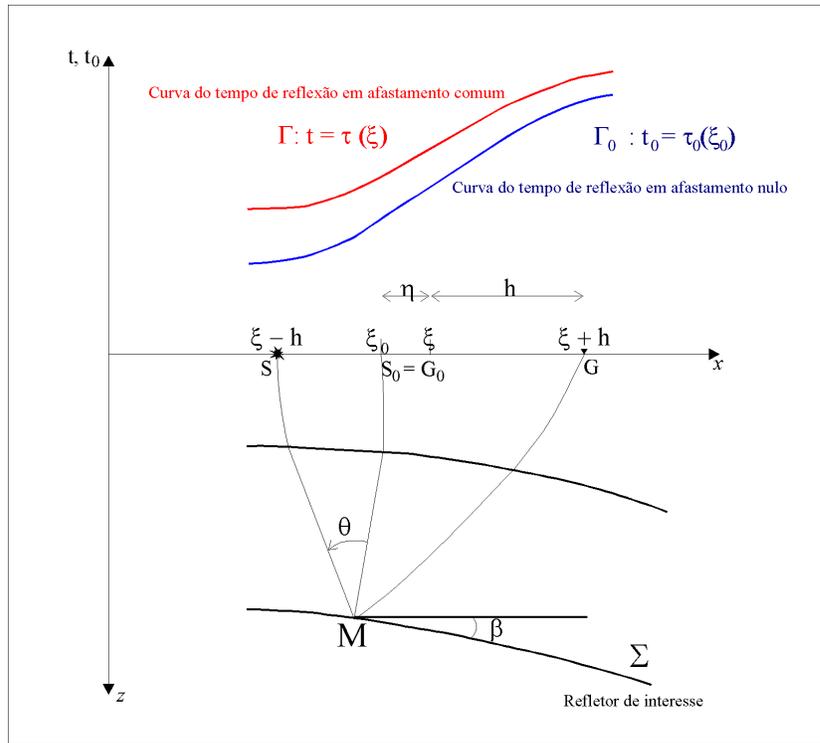


Figura 3.5: Modelo geológico lateralmente não homogêneo para a MZO 2,5D.

Ainda sobre a Figura 3.5, as reflexões primárias, resultantes da aquisição sísmica, estão localizadas sobre curva de tempo de trânsito, definida como Γ , composta pelos pontos de coordenadas $(\xi, t = \tau(\xi))$.

A seção sísmica é composta pelos traços analíticos $U(\xi, t)$, cuja parte real é o sinal sísmico registrado e a parte imaginária é a transformada de Hilbert desse sinal (Tygel et Hubral, 1987).

Como anteriormente citado, o objetivo da MZO tipo Kirchhoff, é transformar sinais adquiridos como parâmetros de afastamento comum $U(\xi, t)$, para sinais com parâmetros de afastamento nulo $\hat{U}_0(\xi_0, t_0)$. Nesta configuração para afastamento nulo, a fonte e o receptor coincidem e podem ser expressos como $S_0 = S_0(\xi)$ e $G_0 = G_0(\xi)$, sendo neste caso $h = 0$.

Na próxima seção será analisada a diferença entre o verdadeiro sinal $U_0(\xi_0, t_0)$ e a solução encontrada denotada como $\hat{U}_0(\xi_0, t_0)$.

3.2.2 Integral de Empilhamento Ponderada para MZO

Em uma seção de afastamento comum, o traço sísmico $U(\xi, t)$ é assumido como um sinal analítico, fruto de um registro de uma reflexão primária por um par fonte-receptor, cuja descrição pela teoria dos raios de ordem zero é dada por

$$U(\xi, t) = \mathbf{A}(\xi) \mathbf{F}(t - \tau(\xi)), \quad (3.34)$$

onde \mathbf{A} é o fator de amplitude, \mathbf{F} é a assinatura da fonte e τ é o tempo de trânsito do raio ao longo da trajetória SMG , sendo M o ponto de reflexão situado sobre o refletor de interesse (Σ) (Figura 3.5).

O fator de amplitude \mathbf{A} , pode ser escrito como

$$\mathbf{A}(\xi) = R \frac{\mathbf{B}(\xi)}{L(\xi)}, \quad (3.35)$$

sendo \mathbf{B} as perdas por transmissão, L o fator de espalhamento geométrico e R o coeficiente de reflexão. Desprezando-se as perdas por transmissão e igualando-se os termos comuns da Equação (3.34) com a Equação (3.35) chega-se a expressão

$$U(\xi, t) = \frac{R(\xi)}{L(\xi)} \mathbf{F}(t - \tau(\xi)). \quad (3.36)$$

Substituindo-se os parâmetros de afastamento comum por parâmetros de afastamento nulo, na Equação (3.36), onde R_0 , L_0 e τ_0 , são respectivamente coeficiente de reflexão, o fator de espalhamento geométrico e o tempo de trânsito para afastamento nulo, a expressão se torna

$$U_0(\xi_0, t_0) = \frac{R_0(\xi_0)}{L_0(\xi_0)} \mathbf{F}(t_0 - \tau(\xi_0)). \quad (3.37)$$

Pode-se tomar os dados originais em afastamento comum, migrá-los e posteriormente demigrá-los para afastamento nulo à verdadeira amplitude, em operação única através de uma transformada de empilhamento de Kirchhoff, dada por

$$\hat{U}_0(\xi_0, t_0) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_A d\xi K_{MZO}(\xi, \xi_0, t_0) D^{1/2} U(\xi, t) \Big|_{t=\tau_{MZO}(\xi, \xi_0, t_0)} \quad (3.38)$$

onde $t = \tau_{MZO}(\xi, \xi_0, t_0)$ é a curva de empilhamento para a MZO, ξ varia ao longo da abertura, $K_{MZO}(\xi, \xi_0, t_0)$ é a função peso e $D^{1/2}$ é a derivada de tempo reverso de valor 1/2 (Tygel et al., 1998), dada por

$$D^{1/2} f = F^{-1} \left[\sqrt{i\omega} F(f) \right] \quad (3.39)$$

Observa-se na Equação (3.38) que o valor de amplitude a ser atribuído a cada ponto (ξ_0, t_0) é obtido pelo empilhamento ponderado ao longo da curva de MZO.

3.2.3 Avaliação Assintótica da Solução num Único Empilhamento

O ponto estacionário, ξ_R , da Equação (3.38), é definido por

$$\begin{cases} \tau_{MZO}(\xi, \xi_0, t_0) - \tau(\xi) \Big|_{\xi=\xi_R} = 0 \\ \nabla_{\xi} [\tau_{MZO}(\xi, \xi_0, t_0) - \tau(\xi)] \Big|_{\xi=\xi_R} = 0 \end{cases} \quad (3.40)$$

Os pontos ξ_R fornecem a possível contribuição para a integral de empilhamento para os pontos (ξ_0, t_0) . As equações (3.40) descrevem o fato de que a curva de tempo de trânsito Γ é tangente à curva de τ_{MZO} em ξ_R , conforme o primeiro teorema da dualidade de Tygel et al. (1995).

Em Schleicher et al. (1993) é demonstrado que a Equação (3.38) pode ser avaliada assintoticamente pelo método da fase estacionária, para altas frequências, tendo como resultado

$$\hat{U}_0(\xi_0, t_0) = S_{MZO}(\xi_R, \xi_0, t_0) A(\xi_R) F[m_{MZO}(\xi_R, \xi_0, t_0)(t_0 - \tau_0(\xi_0))] \quad (3.41)$$

onde

$$S_{MZO}(\xi_R, \xi_0, t_0) = \frac{K_{MZO}(\xi_R, \xi_0, t_0)}{\sqrt{|H|}} e^{\frac{-i\pi k}{4}}, \quad (3.42)$$

e $H = \det(\nabla_{\xi\xi} \tau_{MZO} - \nabla_{\xi\xi} \tau)_{\xi=\xi_R}$, avaliada em ξ_R , supostamente diferente de zero, e k é igual a $1 - \text{sgn } H$, onde $\text{sgn } H$ é a assinatura da matriz H , isto é, o número de autovalores positivos menos o número de autovalores negativos.

3.2.4 Distorção do Pulso Sísmico para a MZO

Em Tygel et al. (1998), é demonstrado que a alteração sofrida pelo traço sísmico, adquirido com configuração para afastamento comum, quando é migrado para afastamento nulo simulado, é um estiramento que corresponde a

$$m_{MZO}(\xi_R, \xi_0, t_0) = \cos \theta. \quad (3.43)$$

3.2.5 Curva de Empilhamento da MZO para Velocidades Constantes

Pode-se construir uma curva de empilhamento de duas formas distintas. De uma forma, a partir de um ponto (ξ_0, t_0) localizado no domínio do tempo, constrói-se uma isócrona em profundidade $z = \zeta_0(x, \xi_0, t_0)$. No caso de velocidade constante, v , esta curva corresponde a um semi-círculo de raio $R_0 = vt_0/2$ que contém todos os pontos M , tais que

$$\tau(S_0, M) + \tau(M, G_0) = t_0. \quad (3.44)$$

A isócrona construída a partir da Equação (3.44) passa a ser vista como um refletor, que deve ser demigrado para o domínio do tempo com uma configuração de afastamento comum. A

curva de empilhamento para a MZO se materializará como o envoltório de todas as curvas de difrações com afastamento comum para os pontos M pertencentes a isócrona de afastamento nulo.

O outro procedimento considera a tangência entre a isócrona de afastamento nulo do ponto (ξ_0, t_0) e as diversas isócronas de pontos (ξ, t) de afastamento comum (Figura 3.6a). Caso existam pontos de tangência entre estas isócronas, eles são pontos de reflexão especular para raios que pertençam a ambas configurações. Desta forma o ponto (ξ, t) situado sobre a curva de empilhamento é a soma dos tempos de trânsito dos segmentos de raio SM_tG , sendo M_t o ponto de tangência localizado na isócrona de afastamento nulo,

$$t = \tau(S, M_t) + \tau(M_t, G). \quad (3.45)$$

Tygel et al. (1998) demonstraram que a curva de empilhamento para migração em afastamento nulo para velocidade constante é uma fórmula analítica em função do tempo (t_0) e da velocidade (v):

$$\tau_{MZO}(\xi, \xi_0, t_0) = \frac{2h}{v} \sqrt{1 + \frac{R_0^2}{h^2 - \eta^2}} \quad (3.46)$$

para $\eta = |\xi - \xi_0| < h$,

$$R_0 = \frac{vt_0}{2}. \quad (3.47)$$

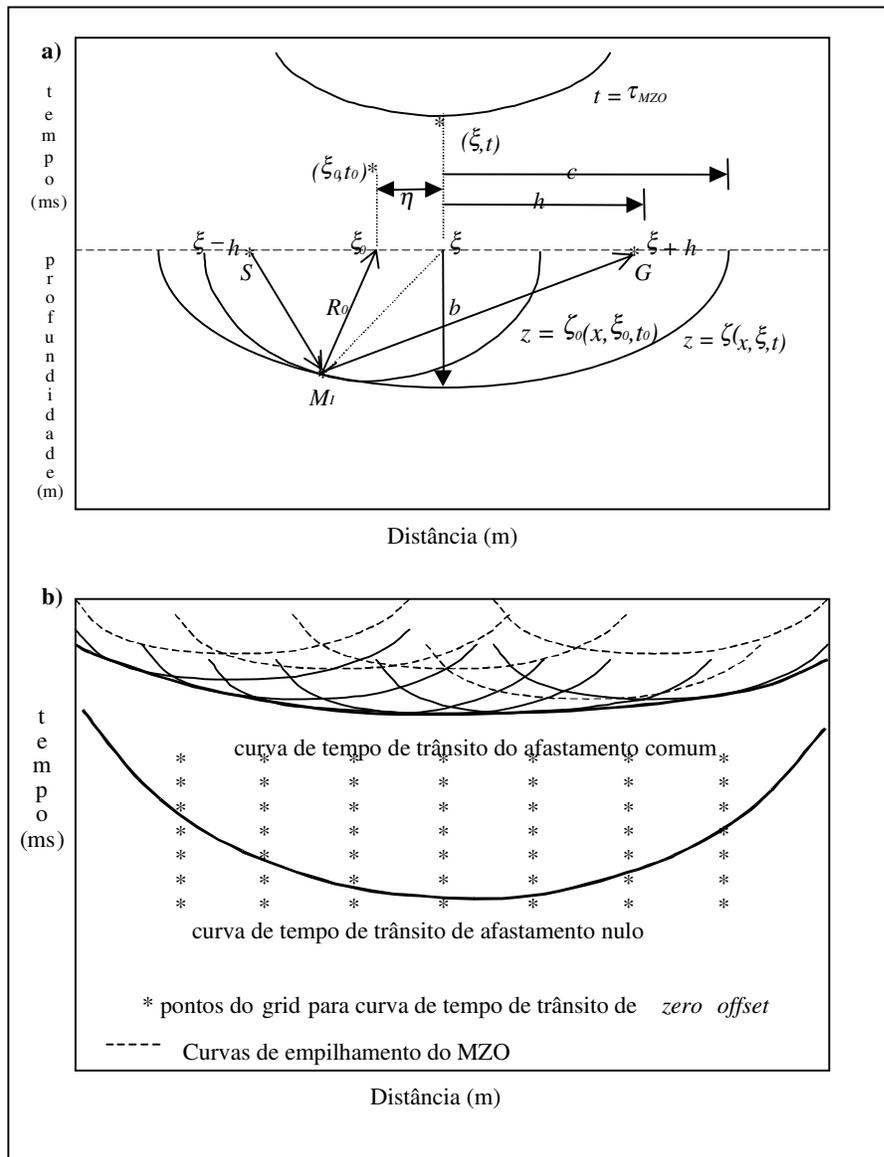


Figura 3.6: (a) Curva de empilhamento para a MZO ($t = \tau_{MZO}$). (b) Transformação de configuração para afastamento nulo em empilhamento único a partir da curva de empilhamento criada em (a).

A Figura 3.6b mostra que a curva de empilhamento da MZO, para os pontos da malha no domínio do afastamento nulo que define a curva de tempo de trânsito Γ_0 , é tangente a curva de tempo de trânsito Γ no afastamento comum.

3.2.6 A Função Peso para a MZO

Para determinar a função peso para integral de espalhamento da MZO algumas considerações, tais como, a imposição necessária assintótica, de que as reflexões simuladas no afastamento nulo são próximas da solução da teoria do raio de ordem zero, e também devem ter o mesmo valor de espalhamento geométrico que aqueles resultantes de reflexões reais em afastamento nulo

$$\hat{U}_0(\xi_0, t_0) = \frac{R(\xi_0)}{L_0} F[t_0 - \tau_0(\xi_0)] \quad (3.48)$$

Quando se compara a Equação (3.37) com a Equação (3.48) observa-se que uma reflexão primária adquirida com configuração para afastamento comum, só difere da simulada para afastamento nulo pelo coeficiente de reflexão. Isto permite afirmar que o coeficiente de reflexão é preservado após a aplicação da MZO.

Comparando-se também, a Equação (3.48) com o resultado obtido conseguido para avaliação assintótica da reflexão simulada em afastamento nulo $\hat{U}_0(\xi_0, t_0)$, contido na Equação (3.37), caso se deseje preservação de amplitudes, a função peso para a MZO deve ser definida como

$$K_{MZO}(\xi, N_0) = \frac{L(\xi)}{L_0(\xi_0)} \sqrt{|H|} e^{\frac{izk}{4}}. \quad (3.49)$$

Segundo Tygel et al. (1995), os fatores de espalhamento geométrico 3D contidos na Equação (3.49) são dependentes da curvatura do refletor, podendo ser decompostos em contribuições do plano e fora dele, ficando pois desta forma a função peso independentes das propriedades dos refletor. Ainda segundo aqueles autores, a segunda derivada de H e o

deslocamento de fase a ela associados, dependem da curvatura do refletor em profundidade como função dos fatores de espalhamento geométrico de Fresnel. Isto permite pois, o equacionamento da função peso que dependerá somente do modelo de velocidades que é conhecido a priori. A generalização da função peso para qualquer ξ , ξ_0 e t_0 é dada por

$$K_{MZO}(\xi, \xi_0, t_0) = \left(\frac{I}{v_M} \right)^{3/2} \left(\frac{v_0}{v_s} \right) \frac{L_s L_G}{L_0^2} \sqrt{\frac{\sigma_s + \sigma_G}{2\sigma_{0s}}} \left(\frac{\cos \theta_s}{(L_s)^2} + \frac{\cos \theta_G}{(L_G)^2} \right) e^{\frac{i\pi(1-\text{sgn}(C-C_0))}{4}} \frac{1}{\sqrt{2(C-C_0)}} \quad (3.50)$$

onde C e C_0 são respectivamente as curvaturas das isócronas de afastamento comum e afastamento nulo, L_s e L_G são as contribuições para o espalhamento geométrico 3D no plano que contem os seguimentos de raio SM e MG e σ_s e σ_G as contribuições fora do plano no caso do afastamento comum. O índice 0 caracteriza a configuração para afastamento nulo.

Tygel et al. (1998) mostraram que, admitindo-se que o meio possui velocidade constante, o cálculo das curvaturas das isócronas de afastamento comum e de afastamento nulo, juntamente com outras quantidades envolvidas no cálculo do peso, são simplificadas, reduzindo a função peso da Equação (3.50) a expressão analítica

$$K_{MZO}(\xi, \xi_0, t_0) = \frac{\sqrt{\tau_{MZO}} (h^2 + \eta^2)}{(h^2 - \eta^2)^{3/2}} \quad (3.51)$$

O fator de estiramento não é afetado pela função peso. Conseqüentemente todos os métodos da integral de MZO com peso arbitrário produzem o mesmo estiramento.

3.2.7 A MZO Dupla Para Determinar Ângulo e Coeficiente de Reflexão

Na Equação (3.43) que fornece o fator de estiramento na MZO, percebe-se que a sua aplicação fornece o ângulo de reflexão θ , desde que seja possível reconstituir a assinatura da fonte antes e depois da aplicação da MZO. Devido ser problemático aquela reconstituição um método mais eficaz para obter os ângulo de reflexão para cada afastamento comum, é executar uma segunda MZO com a função de peso modificada de forma conveniente (Bleistein, 1987; Tygel et al., 1993; Bleistein et al., 1999). O procedimento é bastante simples e de baixo esforço computacional, pois os pesos envolvidos são multiplicadores que só dependem das quantidades que já foram calculadas pelo operador da MZO.

Quando se observa a expressão da integral de empilhamento do tipo Kirchhoff, definida na Equação (3.38), vê-se que para cada ponto situado na seção de afastamento nulo a ser simulada, será colocado um valor de amplitude, determinado pelo empilhamento ponderado. Uma nova função peso, diferente da primeira, é definida como

$$\tilde{K}_{MZO}(\xi, \xi_0, t_0) = \cos \theta K_{MZO}(\xi, \xi_0, t_0) \quad (3.52)$$

sendo $K_{MZO}(\xi, \xi_0, t_0)$ a função peso original para o algoritmo da MZO. A razão entre as duas respostas de saída, obtidas com os pesos diferentes, é a estimativa do cosseno do ângulo de reflexão,

$$\frac{\tilde{U}_o(\xi_0, t_0)}{\hat{U}_o(\xi_0, t_0)} = \frac{\tilde{K}_{MZO}(\xi, \xi_0, t_0)}{K_{MZO}(\xi, \xi_0, t_0)} = \cos \theta. \quad (3.53)$$

A grande vantagem do método é que sem nenhum conhecimento prévio da posição do refletor e do ponto de reflexão, executando-se a MZO com pesos distintos, para todos os

afastamentos dos dados sísmicos pode se calcular o coeficiente e o ângulo de reflexão, esta ferramenta básica para geração de seções em ângulo de reflexão comum, e também elementos para estudos de AVO e AVA.

Capítulo 4

Metodologia Para Criação de Seções de Impedância de Reflexão

Visando testar a proposta de construção de seções de impedância de reflexão, desenvolveu-se diversas etapas, que constaram de modelagem elástica, passando-se por processamento convencional e concluindo com a geração de seções de ângulo comum e de impedância de reflexão (Figura 4.1).

Para a criação de modelos elásticos, utilizou-se o sistema SEIS88 desenvolvido por Cerveny e Psencik (1988), acrescido de pequenos programas e macros, criados pelo autor e também pelo Grupo de Geofísica Matemática (LGM) do Departamento de Matemática Aplicada do IMECC/UNICAMP.

Uma etapa seguinte consistiu de processamento sísmico convencional, que teve o objetivo de gerar a matriz de velocidade *rms* (*root mean square*) e organizar os dados por afastamento comum e em famílias CMP (*common middle point*), informação e condição em que devem estar os dados sísmicos para as etapas seguintes. Esta etapa foi executada utilizando-se o pacote sísmico SU (*Seismic Unix*), de domínio público, desenvolvido por Cohen e Stockwell (2000), CWP/*Colorado School of Mines*.

A etapa derradeira, que culminou com a construção de seções de impedância de reflexão, constou inicialmente da aplicação de MZO Dupla nos dados sísmicos anteriormente tratados, e

posteriormente de geração de seções de ângulos comuns e seções de impedância de reflexão. Nesta etapa utilizou-se uma série de programas na linguagem MATLAB, criados pelo Grupo de Geofísica Matemática (LGM) do Departamento de Matemática Aplicada do IMECC/UNICAMP e pelo autor da dissertação.

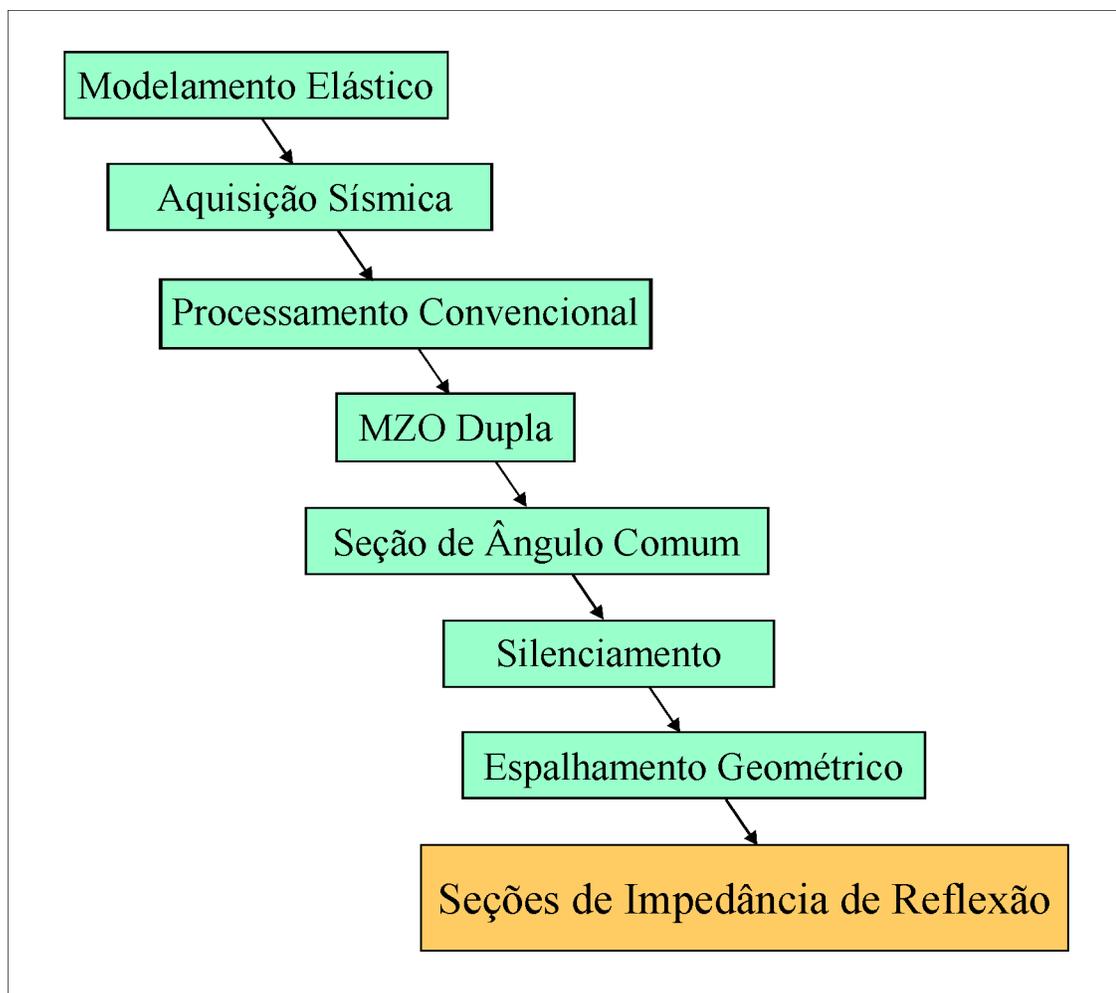


Figura 4.1: Fluxo das etapas envolvidas na geração de seções de impedância de reflexão.

4.1 Modelamento Elástico e Aquisição Sísmica

O sistema SEIS88 (Cerveny e Psencik, 1988), é construído para gerar modelos de Terra do tipo 2,5D, em que a amplitude da onda gerada a partir de uma fonte pontual ou explosiva, em um meio elástico, isotrópico e heterogêneo é quantificada pelo traçado dinâmico de raios no plano.

Devido ao pouco conhecimento do pacote acima referido, foi necessário um aprendizado na sua utilização, já que a sua parametrização é bastante complexa. Para este aprendizado, partiu-se de modelos geológicos bastante simples de uma única camada e um único tiro, tornando-os mais complexos, até se chegar ao modelo de domo com capa de gás que serviu de base para testar a proposta de construção de seções de impedância de reflexão.

Na construção dos modelos sintéticos a partir do SEIS88 (Cerveny e Psencik, 1988), informam-se os limites esquerdo e direito e de topo e base. A parametrização das interfaces é feita aproximando-as por *splines* cúbicas. Já para as velocidades, pode-se utilizar a aproximação linear nos casos em que não haja variação lateral de velocidades e aproximação por *splines* bicúbicas quando ocorrerem estas variações. A velocidade β pode ser escrita de forma independente ou em função da velocidade α , tendo como padrão que β é igual a $\alpha/\sqrt{3}$. A densidade ρ também pode ser usada padrão em função da velocidade α ou pode ser escolhida pelo usuário.

A aquisição sísmica de dados sintéticos requer a informação do tipo da fonte utilizada, se pontual ou explosiva, a quantidade de receptores, o posicionamento de fonte e receptores além de vários outros parâmetros para cálculo numérico do traçado dos raios.

4.1.1 O Modelo Sintético de Domo com Capa de Gás

O modelo sintético de domo com capa de gás, representado na Figura 4.2, e sintetizado na Tabela 4.1, é constituído de três camadas homogêneas separadas por dois refletores.

Tabela 4.1: Parâmetros elásticos do modelo com capa de gás.

Camada	Meio Elástico	Velocidade α (m/s)	Velocidade β (m/s)	Densidade ρ (kg/cm ³)
1	1	1500	866	1000
2	2	1800	1039	1000
3	3	2000	1155	1000
	4	1600	925	1000

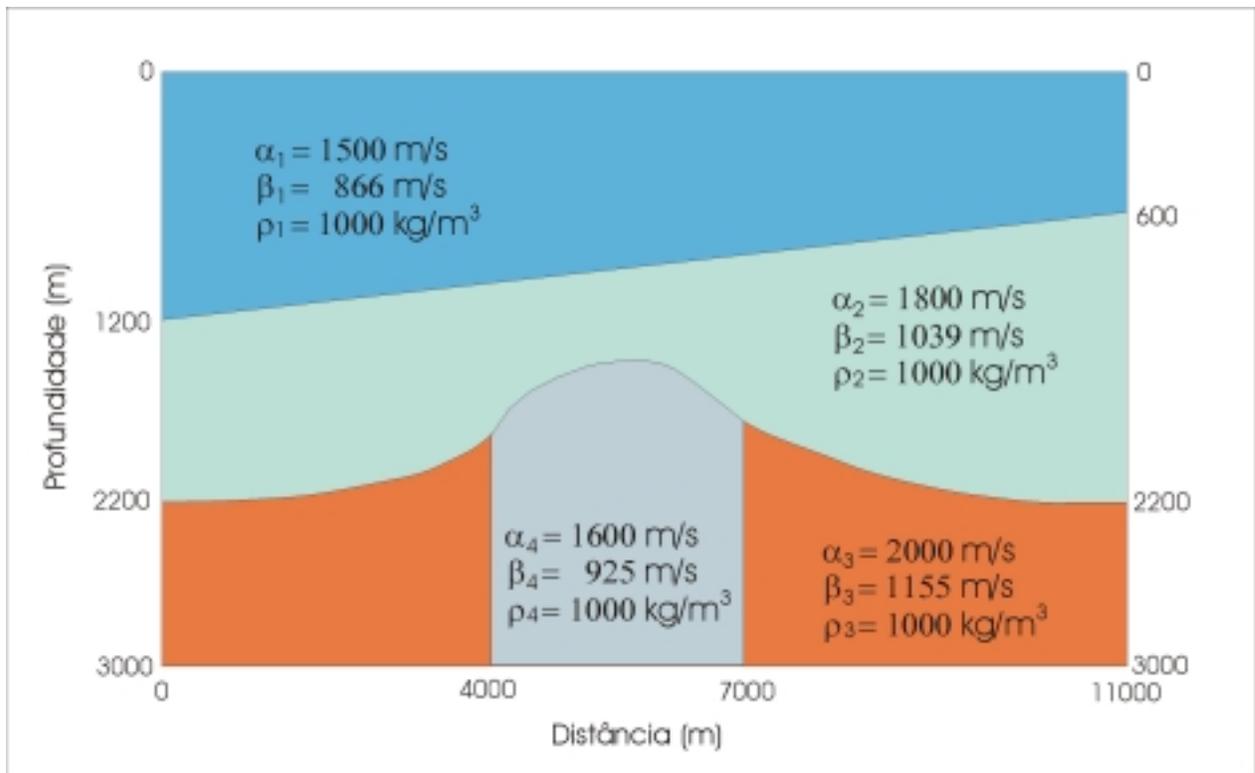


Figura 4.2: Modelo Elástico de Domo com Capa de Gás.

Conforme citado anteriormente, no caso de variação lateral de velocidades, estas tem que ser aproximadas por *splines* bicúbicas. Estas aproximações fazem com que as velocidades não sejam uniformes, variando fracamente onde deveria ser constante e de forma mais dramática nas zonas de grande contraste de velocidades, onde os efeitos de borda podem alterar sensivelmente os valores. A Figura 4.3 mostra este efeito na distribuição das velocidades α . O resultado desta variação de velocidades será sentido principalmente quando da confecção das seções de impedância de reflexão.

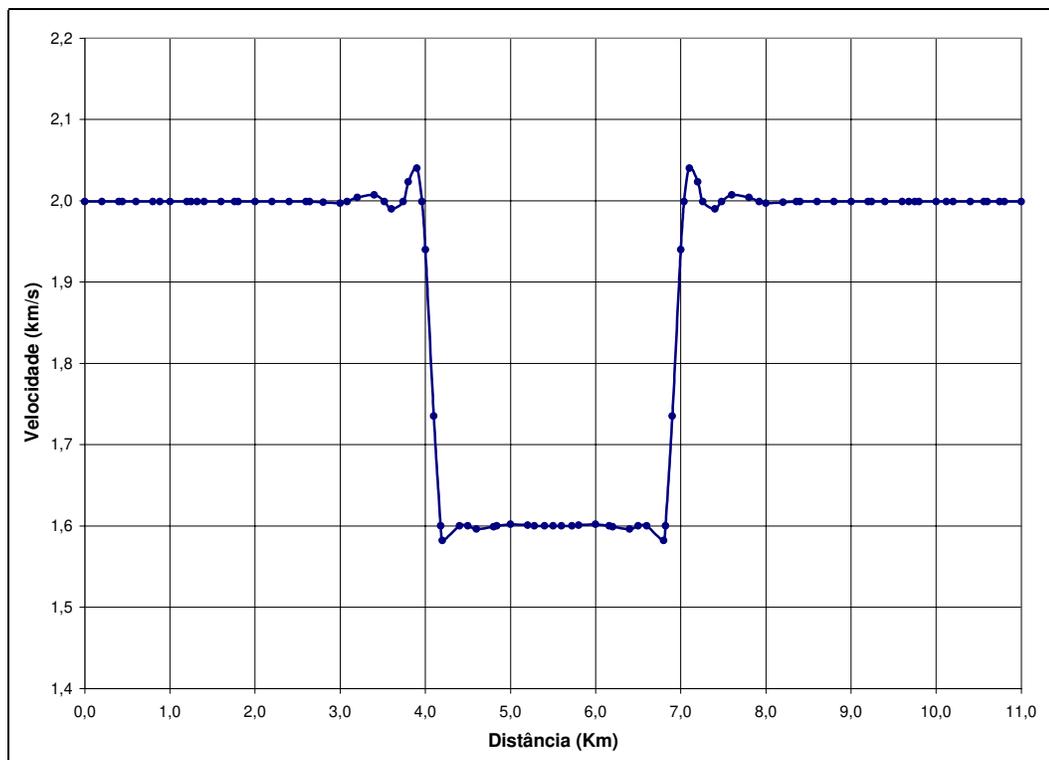


Figura 4.3: Aproximação da velocidade α da terceira camada do modelo de capa de gás por splines bicúbicas.

4.1.2 Aquisição Sísmica

A aquisição dos dados sísmicos sintéticos também foi executada pelo pacote SEIS88, no domínio do tiro (Figura 4.4). A parametrização do sistema tem que ser feita tiro a tiro. Para executar aquisição multitiros foram criadas macros que permitiram o encadeamento dos vários

tiros e também formataram os dados adquiridos através da edição dos cabeçalhos dos traços sísmicos.

O arranjo de aquisição utilizado foi do tipo *end-on* empurrado, aonde as estações receptoras vão à frente do tiro. Para cada tiro foram ligadas 100 estações receptoras com intervalo entre estações de 20 m. O afastamento mínimo entre tiro e receptores foi de 20 m e o máximo de 2000 m, conformado de maneira sintética como (0:20:2000). O intervalo de tiros foi de 20 m, tendo sido detonados 451 tiros desde a coordenada ($x = 0$ m, $z = 0$ m) até a coordenada ($x = 9000$ m, $z = 0$ m), sintetizado como (0:20:9000). Como visto, no último tiro a última estação esteve localizada no limite direito do modelo na coordenada ($x = 11000$ m, $z = 0$ m).

Foi feita uma dupla aquisição a fim de se compor vetorialmente o verdadeiro sinal sísmico registrado. Na primeira aquisição registrou-se apenas a componente vertical (\vec{u}_z). Já na segunda configurou-se o SEIS88 para computar apenas a componente horizontal (\vec{u}_x) do sinal sísmico. A composição do sinal a ângulo verdadeiro de emergência foi calculada como o módulo das duas componentes multiplicado pelo sinal da componente vertical (\vec{u}_z), conforme a Equação (4.1).

$$\vec{u}_{x,z} = \left(\sqrt{(\vec{u}_x)^2 + (\vec{u}_z)^2} \right) * \text{sign}(\vec{u}_z) \quad (4.1)$$

Para o registro dos dados sísmicos foi usada fonte do tipo Gabor, cuja expressão é

$$é f(t) = \exp\left(-\frac{\omega t}{\gamma}\right)^2 \cos(\omega t + \phi), \quad (4.2)$$

onde ω representando a frequência, γ representando fator de escala e ϕ representando a fase, são parâmetros livres para escolha do usuário. No modelo em estudo foram utilizados $\omega = 25$ Hz, $\gamma = 3,5$ e $\phi = 0$, respectivamente.

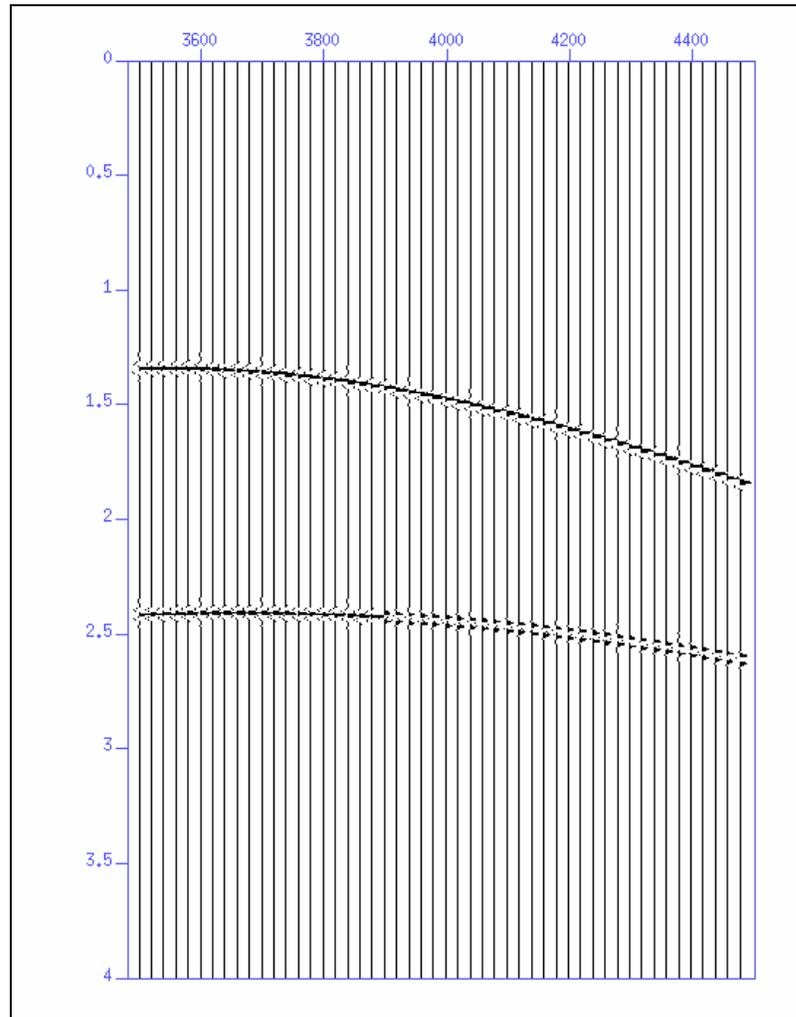


Figura 4.4: Sismograma no domínio do tiro (Ponto de Tiro = 3500 m).

O tempo de registro foi de 4 segundos e a razão de amostragem de 4 milissegundos. O registro foi executado todo com ângulos de incidência sub-críticos (Tabela 2.1)

Tabela 4.2: Parâmetros de aquisição sísmica.

Tipo de Arranjo	End-on empurrado
Nº de Tiros	451
Intervalo de Tiros	20 m (0:20:9000)
Nº de Estações	100
Intervalo de Estações	20 m
Afastamento Mínimo	20 m
Afastamento Máximo	2000 m
Ângulos de Incidência	Sub-críticos
Tipo de Fonte	Gabor (25 Hz)
Tempo de Registro	4 s
Razão de Amostragem	4 ms
Nº de Amostras	45.145.100

Vale aqui salientar que o modelo concebido e a aquisição executada, foram totalmente respeitados, como pode-se observar na Figura 4.4, onde a altura da estação 3400 ocorre a inversão de polaridade do sinal sísmico no segundo refletor, indicando pois a inversão da velocidade α a partir daquele ponto.

4.2 Processamento Convencional

O processamento convencional constou numa primeira etapa de classificação e dos dados sísmicos multicobertura para o domínio do CMP (*common middle point*) e reamostragem espacial, visando com isto executar análise de velocidades e adequação dos dados para os processos posteriores (Figura 4.5).

A reamostragem constou da eliminação das famílias CMP iniciais e finais dos dados originais que não possuíam cobertura homogênea. O novo volume de dados ficou com 401 famílias CMP com representantes do ponto ($\xi = 1000$ m) até ($\xi = 9000$ m), espaçados de 20 m e possuindo cada representante 51 traços sísmicos (Figura 4.6).

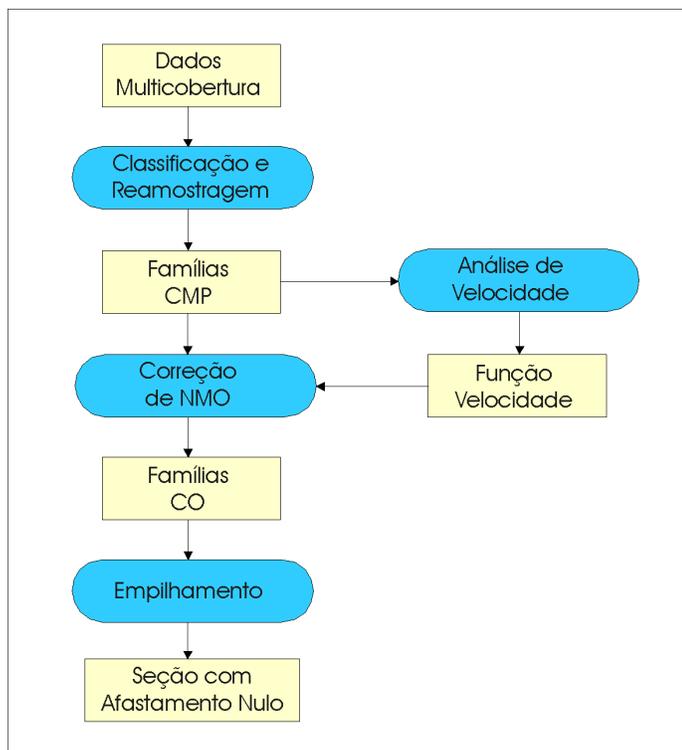


Figura 4.5: Fluxo do Processamento Convencional.

A análise de velocidades foi executada pelo método CVS (*Common Velocity Stack*): a partir de faixa de famílias CMP previamente escolhida, plotam-se painéis empilhados com velocidades constantes e conhecidas. Visualmente escolhe-se para cada evento a velocidade que melhor o empilhe. Neste ponto escolhido anota-se então a velocidade encontrada, o tempo e o valor da família CMP central. Após executar a mesma operação para diversos conjuntos de famílias CMP ao longo da seção trabalhada e de posse dos diversos pares tempo \times velocidade, roda-se rotina de interpolação temporal e espacial e também do cálculo das velocidades intervalares e *rms* (*root mean square*) de todas as famílias CMP constantes da seção sísmica. O resultado é uma matriz de velocidades que será utilizada em várias etapas da geração de seções de impedância de reflexão (Figura 4.7).

A partir da função velocidade, executou-se correção de NMO (*normal moveout*) para toda as famílias CMP com posterior empilhamento e geração de seção sísmica com afastamento nulo para testar se o processamento executado e a função velocidade determinada estavam honrando o modelo estudado (Figura 4.8).

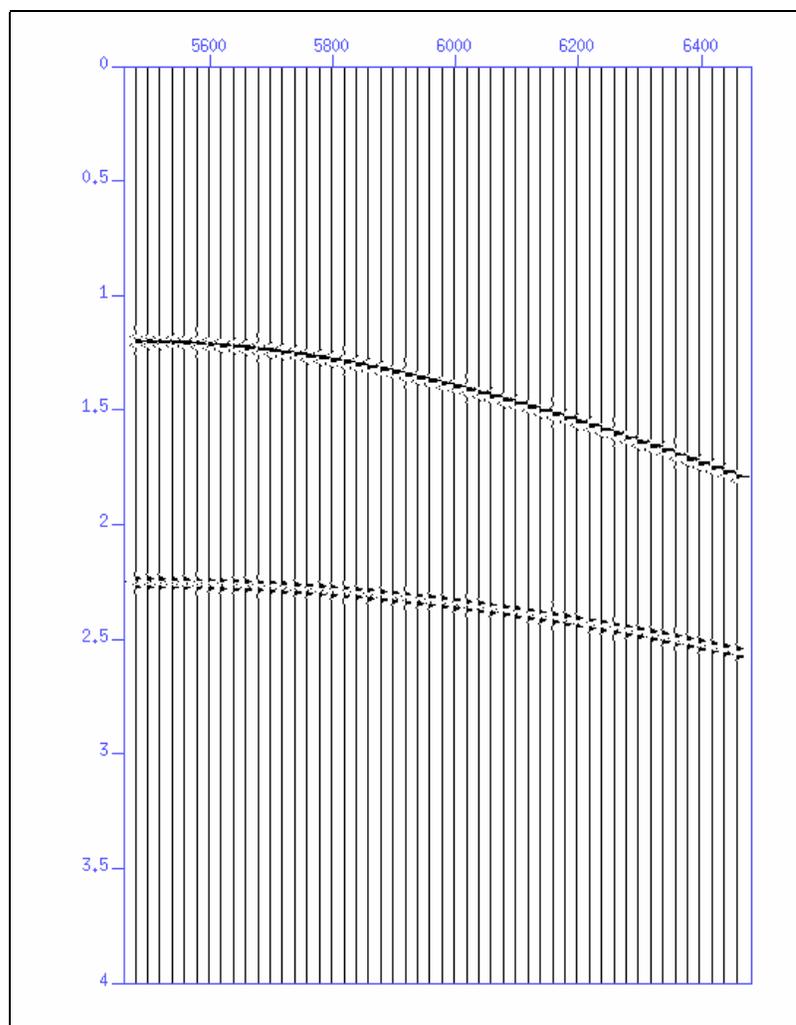


Figura 4.6: Sismograma de família CMP (CMP = 5500 m).

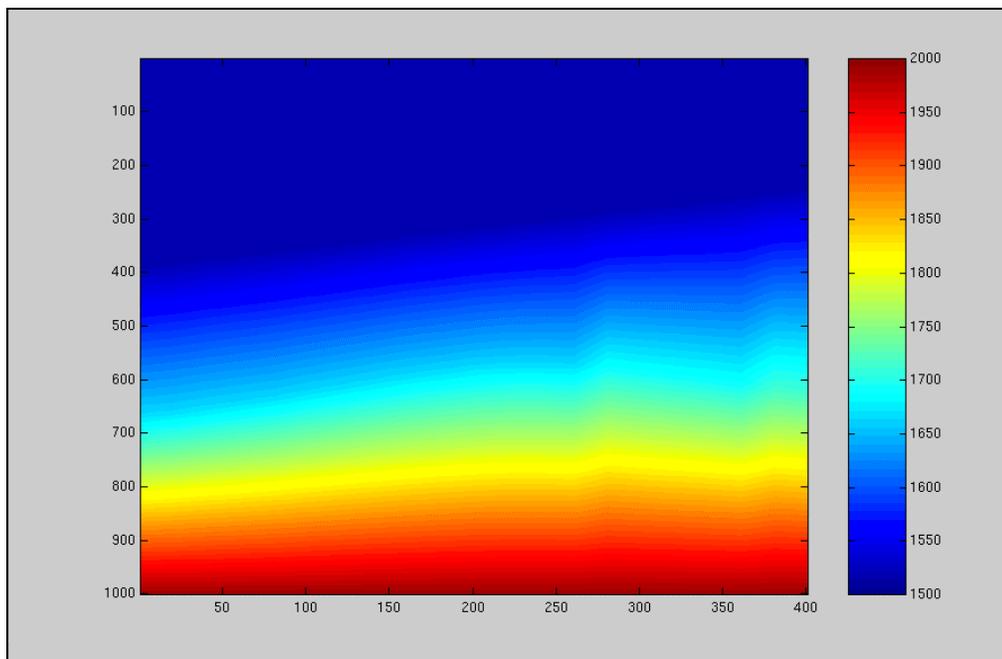


Figura 4.7: Matriz de velocidades rms.

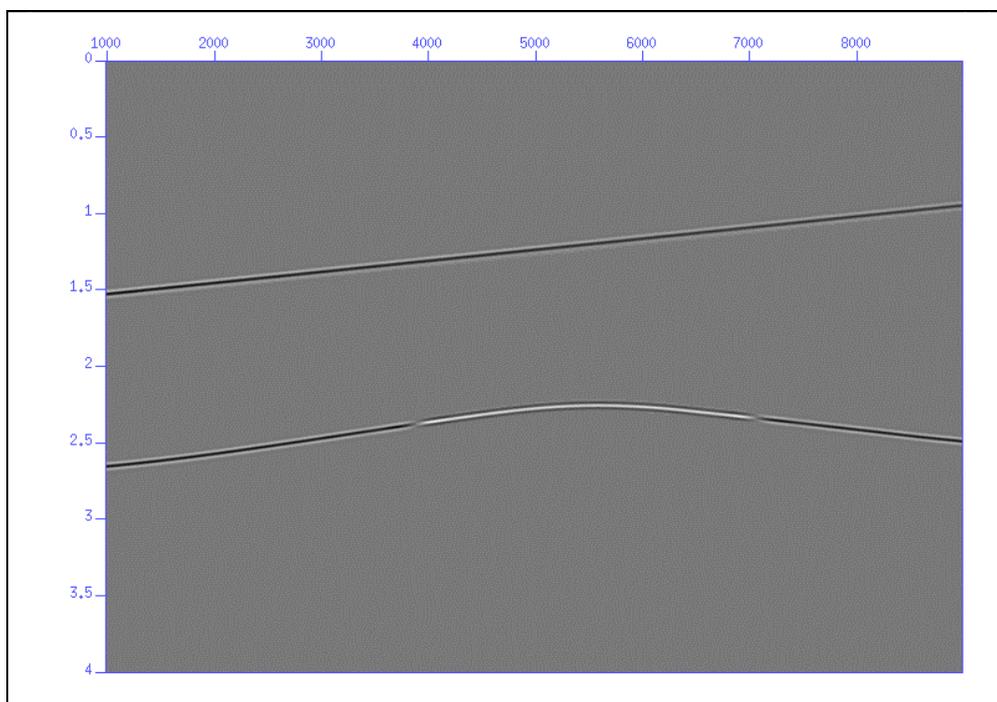


Figura 4.8: Seção de Afastamento Nulo construída por processamento convencional.

4.3 Construindo Seções de Impedância de Reflexão

Os dados sísmicos classificados no processamento convencional juntamente com a matriz de velocidades *rms* foram transpostos de formato de arquivos utilizado pelo programa SU (Cohen e Stockwell, 2000), para formato texto para serem usados nas rotinas seguintes, que levarão a construção de seções de impedância de reflexão.

Nesta etapa os dados que estavam organizados por afastamento comum em cinquenta seções de 40 m até 2000 m espaçadas de 40 m (40:40:2000), foram reamostrados para vinte e cinco seções de afastamento comum, onde só se alterou o intervalo entre elas para 80 m (40:80:2000). Isto se fez necessário para tornar o processamento mais eficiente.

4.3.1 MZO Dupla

Como discutido no capítulo anterior, a MZO Dupla é aplicação do processo de MZO no mesmo volume de dados, com dois pesos diferentes para que se possa obter em processo *a posteriori*, o ângulo e o coeficiente de reflexão de evento escolhido. Informa-se inicialmente o volume sísmico a tratar, a matriz de velocidades, meio-afastamentos das seções (h), o vetor de tempo duplo para afastamento nulo, os posicionamentos inicial e final dos traços sísmicos (ξ) e parâmetro de número de traços usados, visando a suavização da integração.

Após aplicação do programa de MZO, são gerados dois conjuntos de dados de afastamentos comuns em que todas as seções possuem a mesma conformidade espacial variando somente nos valores de amplitudes, fato que facilita todos os cálculos que serão feitos a partir deste ponto (Figura 4.9).

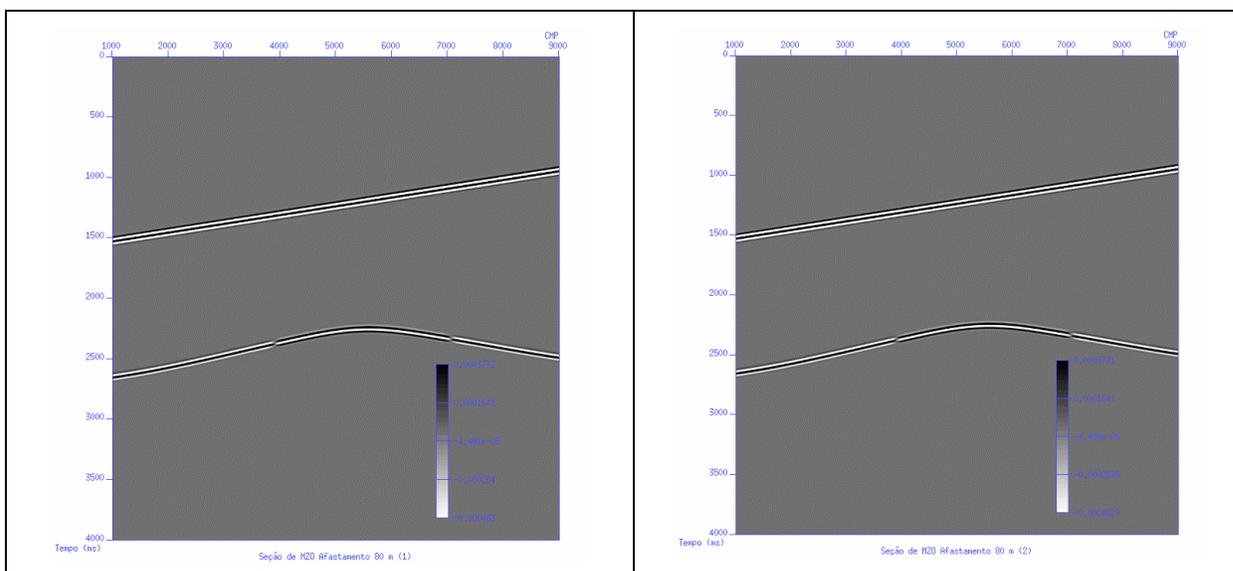


Figura 4.9: Seções de Afastamento Comum, 80 m, construídas por aplicação de MZO Dupla.

4.3.2 Seção de Ângulo Comum

Segundo Connolly (1999), as seções de ângulos comuns são mais eficientes para discriminar atributos petrofísicos de reservatórios petrolíferos. Contudo, a grande dificuldade encontrada foi sempre determinar os ângulos de reflexão dos eventos estudados. O uso da MZO Dupla resolve este problema, conforme discutido em seções anteriores.

A seção de ângulo comum se diferencia da seção de afastamento comum porque esta tem sempre a mesma distância entre fonte e receptor variando o ângulo de reflexão de acordo com o posicionamento espacial do evento analisado. A seção de ângulo comum pode possuir afastamentos fonte-receptor diversos, contudo tem a característica de possuir ângulo de incidência ou reflexão aproximadamente iguais em todos os traços sísmicos da seção, para o evento escolhido (Figura 4.10).

Para a construção de seções de ângulo comum, o programa utiliza os dois volumes de dados sísmicos gerados inicialmente pela aplicação da MZO Dupla. Informam-se os valores dos meio-afastamentos (h) das seções utilizadas, os valores dos pontos médios (ξ), os valores de tempo, a densidade e as velocidades de cada traço sísmico. Ao rodar o programa que gera a

matriz de ângulo e coeficientes de reflexão, é mostrada uma das seções de MZO em que deve se escolher o evento de onde se calculará os ângulos e os coeficientes de reflexão, ação que é feita através de picagem (Figura 4.11).

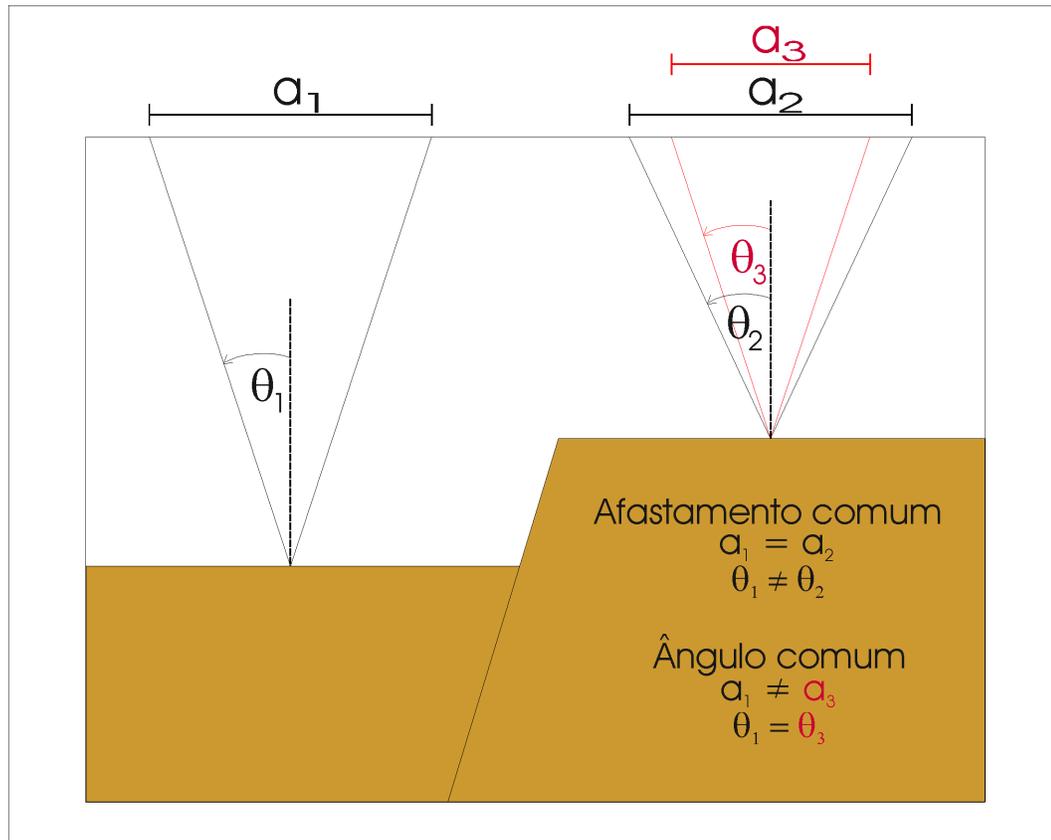


Figura 4.10: Comparação entre seção de afastamento comum e seção de ângulo comum.

A execução do programa gera matrizes de duas dimensões, de ângulos e coeficientes de reflexão, em que os traços sísmicos são representados pelas linhas e os afastamentos pelas colunas. Ou seja, em uma determinada linha da matriz estão colocados os valores dos ângulos ou coeficiente de reflexão relativo a um determinado traço sísmico para todos os afastamentos.

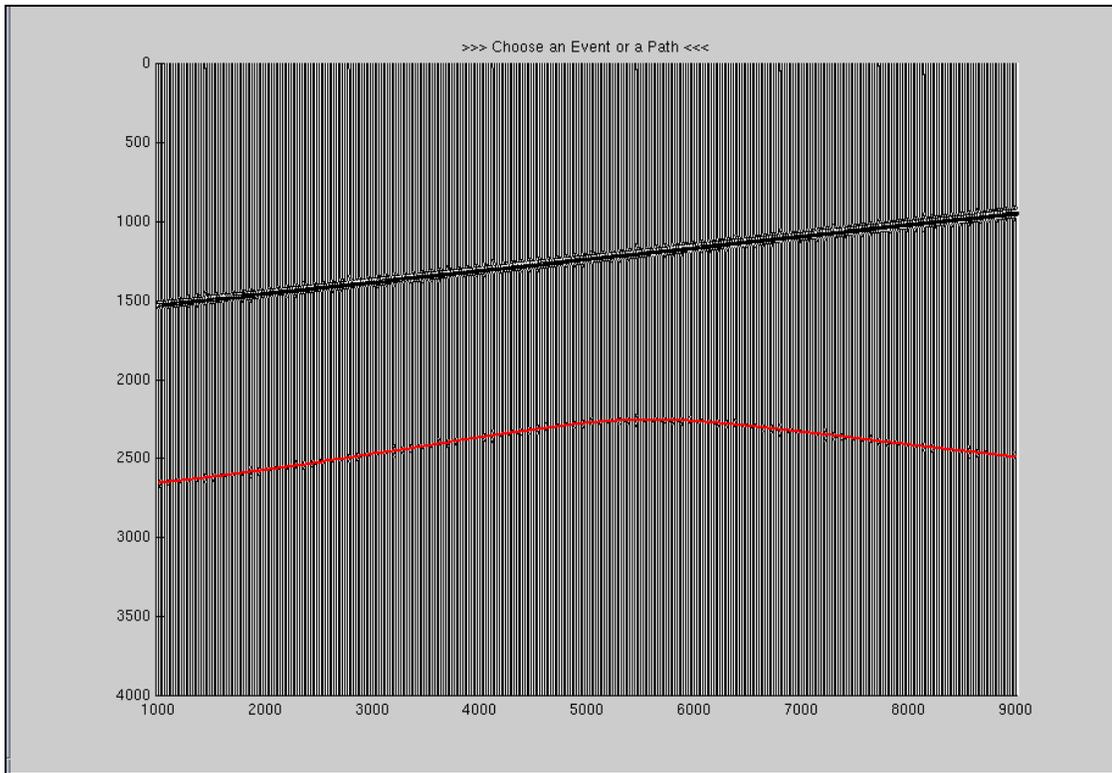


Figura 4.11: Seção de picagem de evento para cálculo dos ângulos e coeficientes de reflexão de cada traço sísmico.

A construção da seção de ângulo comum está sintetizada na Figura 4.12. De posse da matriz de ângulos do evento que se deseja construir a seção, se roda novo programa em que se informa o valor do ângulo desejado para a seção. O programa busca para cada traço sísmico na matriz de ângulos, o valor que mais se aproxima do ângulo informado, identificando a qual afastamento ele pertence. De posse dessa informação, vai até a seção de MZO com o valor de afastamento encontrado e retira todo o traço sísmico correspondente, colocando-o na nova seção. Repete a operação para todos os traços sísmicos até completar toda a seção de ângulo comum (Figura 4.13).

Figura 4.12: Esquema de construção de seção de ângulo comum.

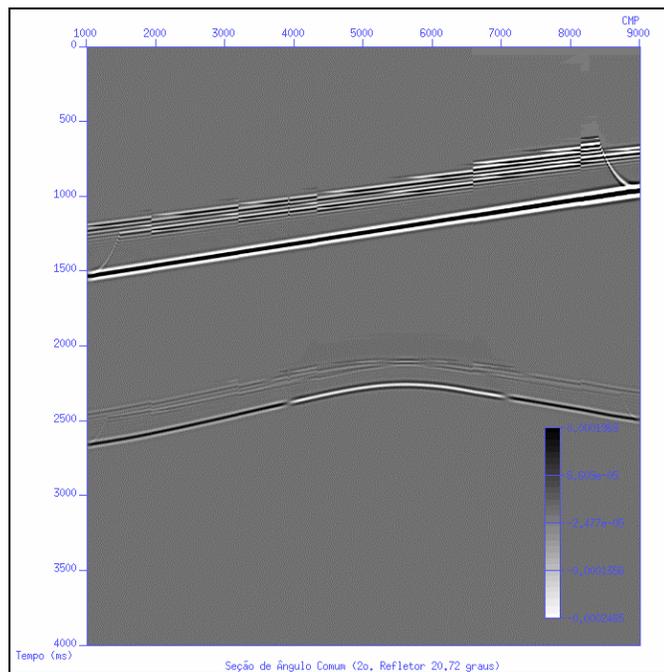


Figura 4.13: Seção de ângulo comum do evento inferior (ângulo de reflexão = 20,72°).

4.3.3 Silenciamento

Observando-se a seção de ângulo comum da Figura 4.13, nota-se a presença de ruídos causados pelo operador de MZO. Para eliminá-los, foi criado um operador específico para este experimento em que tinha valor nulo fora do sinal de interesse e valor unitário na zona de sinal (Figura 4.14). Vale ressaltar que para dados reais ou mesmo outros experimentos, outros processos que elimine aqueles ruídos e melhore a relação sinal/ruído devem ser aplicados.

Multiplicando-se escalarmente a seção de ângulo comum com o operador de silenciamento, a seção resultante ficou com uma melhor relação sinal/ruído e pronta para aplicação de correção de espalhamento geométrico, novo passo para se chegar a seção de impedância de reflexão.

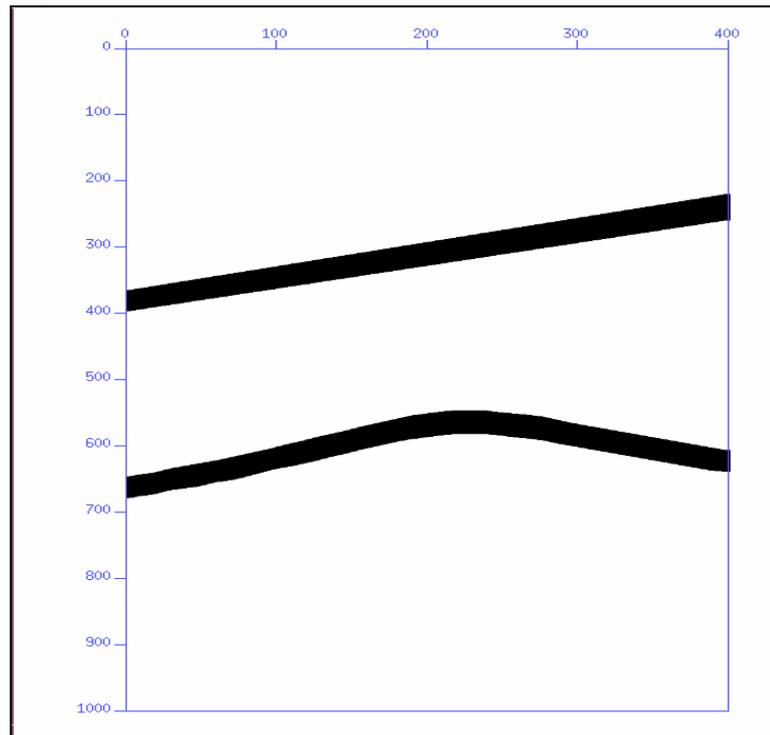


Figura 4.14: Operador de silenciamento para aplicação em seções de ângulo comum do modelo.

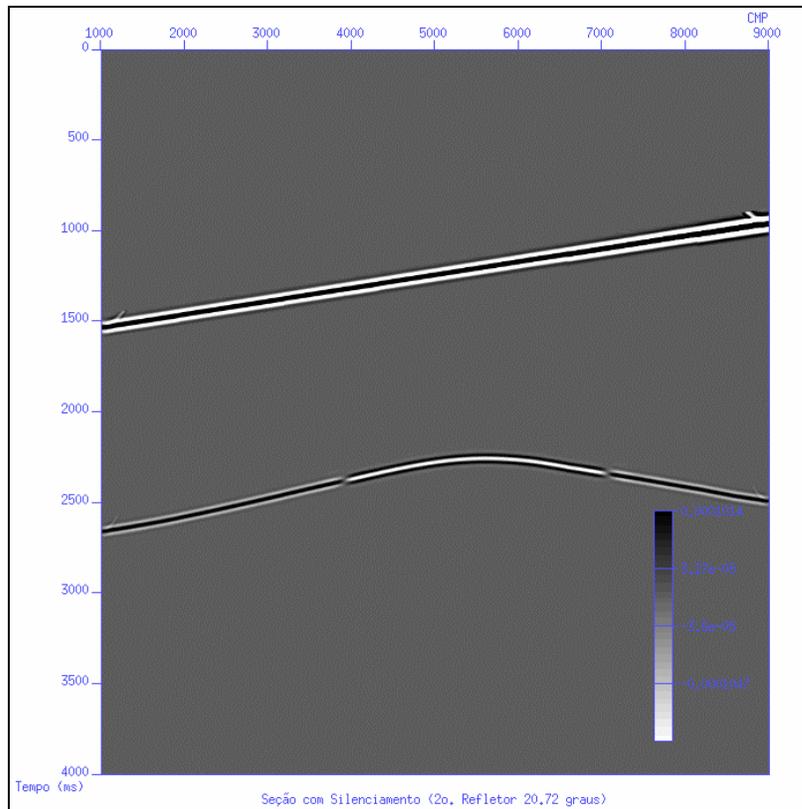


Figura 4.15: Seção de ângulo comum com ruído retirado pelo silenciamento (ângulo de reflexão = 20,72°).

4.3.4 Espalhamento Geométrico

A seção de ângulo comum com silenciamento foi corrigida do fator de espalhamento geométrico aplicando-se um fator de correção (L_{FC}) que está de acordo, neste caso, com o fator de espalhamento usado no programa de geração de dados sísmicos, SEIS88 (Cerveny e Psencik, 1988).

$$L_{FC} = 4\pi(v_0^2 v^2 t_0) \quad (4.3)$$

onde, v é a velocidade *rms*, v_0 é a velocidade da primeira camada e t_0 é o tempo de trânsito, já que a MZO levou todos os eventos para afastamento nulo.

Após a correção do espalhamento geométrico, o valor de amplitude deve ser praticamente, ao coeficiente de reflexão original (Figura 4.16).

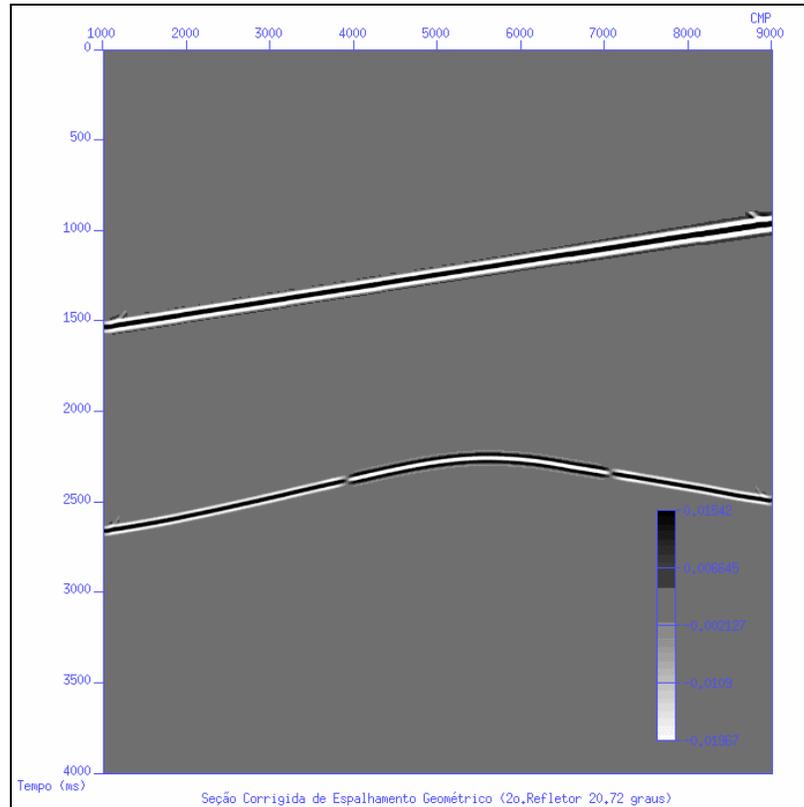


Figura 4.16: Seção de ângulo comum corrigida de espalhamento geométrico (ângulo de reflexão = 20,72°).

4.3.5 Seções de Impedância de Reflexão

Na construção de seções de impedância de reflexão, produto final deste trabalho, utilizou-se da seção corrigida de espalhamento geométrico e aplicou-se a fórmula recursiva discreta, Equação (3.13). A qualidade das seções geradas bem como as suas interpretações e resultados, farão parte do próximo capítulo, já que neste se procurou só mostrar a técnica de construção sem preocupações com análises qualitativas e quantitativas.

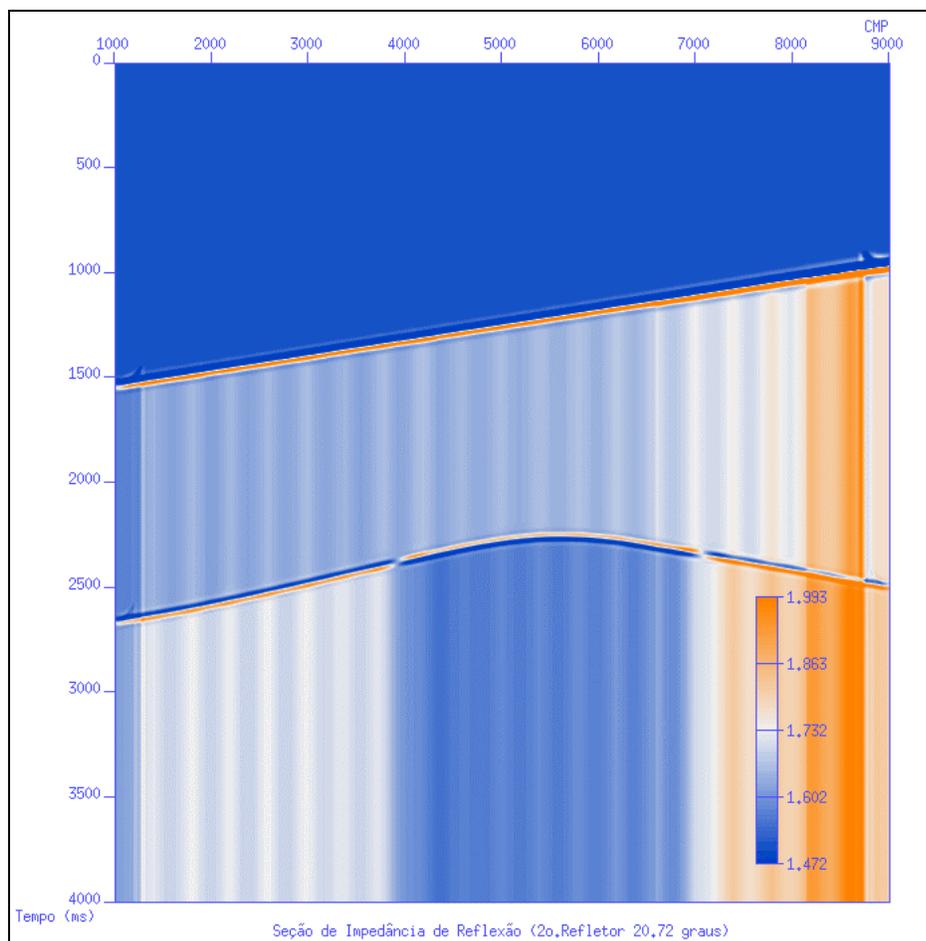


Figura 4.17: Seção de Impedância de Reflexão (2º Refletor – ângulo de reflexão = 20,72°).

Vale aqui comentar que por a fonte utilizada não se tratar de funções deltas perfeitas, os resultados do cálculo da impedância de reflexão serão algo diferentes do modelo inicial, apesar de relativamente respeitar esses valores.

Capítulo 5

Análise dos Resultados

A aplicação da MZO em seções sintéticas simuladas para afastamento nulo, provoca efeito de borda, que é comum em todas operações do tipo Kirchoff, fenômeno este causado nas regiões em que a quantidade de informações sísmicas (cobertura), é insuficiente para promover interferência construtiva nos traços sísmicos que estão sendo empilhados.

Outro efeito inerente ao processo da aplicação da MZO, são os fantasmas que aparecem nos menores tempos de chegada (Figura 5.1). Este fenômeno é causado pela extensão limitada dos operadores de empilhamento. A minimização do fenômeno pode ser conseguida caso se utilize valores apropriados para o número de traços que entrarão na operação (*taper*). Neste caso, para cada seção de afastamento comum deve ser utilizado um *taper* específico, pois as seções de afastamentos curtos são menos afetadas do que aquelas de afastamento longos. Isto se deve ao fato de que o número de traços que compõem a abertura do operador nos afastamentos curtos é maior do que nos afastamentos longos.

A depender do número de interfaces presentes a escolha do *taper* fica mais delicada, uma vez que o parâmetro não é variável com o tempo. A escolha do *taper* depende do refletor de interesse e, para cada situação deve se testar e escolher o valor que melhor se adequa a profundidade do refletor.

No caso do experimento aqui apresentado, para resolver os efeitos de borda e de fantasmas, aplicou-se um operador de silenciamento, após ter sido criada a seção de ângulo comum. Isto foi feito principalmente para se economizar tempo de computação, já que neste caso seria feita em uma única seção e não no conjunto de seções de afastamento comum que sofreu aplicação da MZO Dupla. Como o modelo era simples e bem controlado foi possível esta operação. Contudo, para modelos mais complexos e também dados reais, caso a mudança no valor do *taper* não apresente bons resultados, devem ser aplicados outros tratamentos como, por exemplo, filtros de coerência.

Também se nota que para os afastamentos longos e refletores mais rasos, o efeito do estiramento do traço sísmico é mais severo, coerente com o afirmado em Tygel et al.(1998), onde foi demonstrado que o estiramento é igual ao cosseno do ângulo de reflexão do traço original. Logo quanto maior o afastamento e mais raso o refletor maior será o estiramento.

Neste trabalho não se discutirá qual o ângulo de reflexão que constrói a seção de impedância de reflexão que melhor represente os parâmetros elásticos dos diversos meios geológicos envolvidos. Isto seria um passo a frente, fazendo parte da interpretação das seções, tratando-se pois, da inversão sísmica.

Contudo se questiona quantas seções de ângulo comum deve-se construir em um estudo de impedância de reflexão.

Aqui se apresenta o resultado da análise de construção de seções de impedância de reflexão, baseando-se somente na comparação da qualidade das imagens dos eventos estudados com os seus parâmetros elásticos fornecidos no modelo. Inicialmente se construiu, para cada evento estudado, a imagem da matriz de ângulos de reflexão (Figura 5.2 e Figura 5.3).

Estes gráficos têm a vantagem de poderem fornecer de forma direta, a faixa de variação dos ângulos de reflexão e também quais os afastamentos que contribuem para determinada seção de ângulo comum.

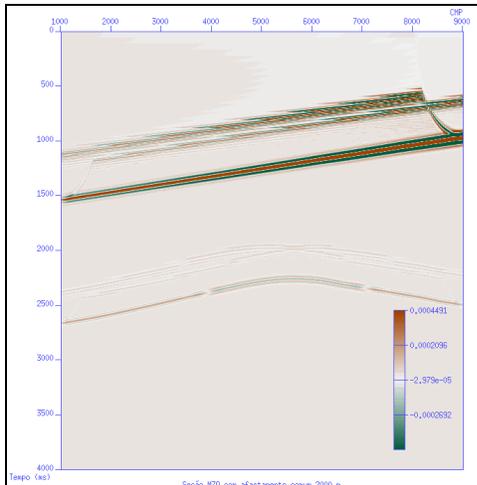
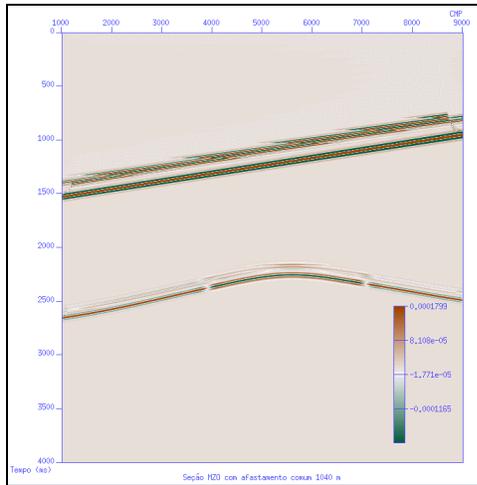
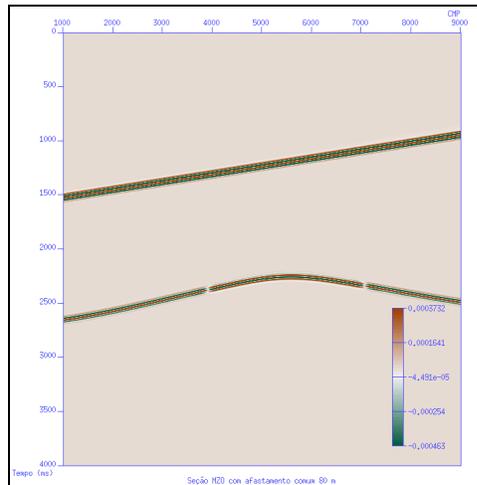


Figura 5.1: Seções de MZO apresentando efeitos de borda e fantasmas causados pelo operador, que aumentam de cima para baixo (afastamentos de 80 m, 1040 m e 2000 m).

Outra contribuição que eles podem fornecer, por enquanto de natureza mais qualitativa, é a faixa de ângulos que melhor representa espacialmente o evento estudado. Ressalte-se que esta análise qualitativa ainda carece de estudos mais aprofundados, visando comparar a sua resposta com os parâmetros elásticos envolvidos.

O evento superior (refletor entre os tempos de 900 ms e 1600 ms), baseando-se no gráfico apresentado na Figura 5.2, mostrou uma faixa de variação de ângulos entre $2,2^\circ$ e $51,3^\circ$, todos subcríticos para o modelo adotado. Construiu-se então três seções de ângulo comum, sendo a primeira no primeiro quarto da faixa de variação ($14,47^\circ$), a segunda na metade da faixa ($26,75^\circ$) e a terceira próxima ao terceiro quarto ($30,04^\circ$). Estes valores foram baseados na escala apresentada na Figura 5.2.

Os traços relacionados com o afastamento, que participaram para construção de cada seção de ângulo comum do refletor superior, estão sumarizados na Tabela 5.1.

Analisando-se as seções de ângulo geradas, observa-se que a seção de maior ângulo ($39,04^\circ$) foi a que se mostrou mais uniforme em termos de amplitudes, enquanto que a de menor ângulo ($14,47^\circ$) foi a mais heterogênea (Figura 5.4).

Este comportamento pode ser explicado quando se faz a busca do traço cujo ângulo de reflexão mais se aproxime ao ângulo da seção. Para ângulos pequenos, existem poucos afastamentos envolvidos, causando saltos na frequência do evento observado, na passagem de um afastamento para o outro. Já para ângulos maiores existem mais afastamentos envolvidos, evitando os saltos bruscos (Tabela 5.1).

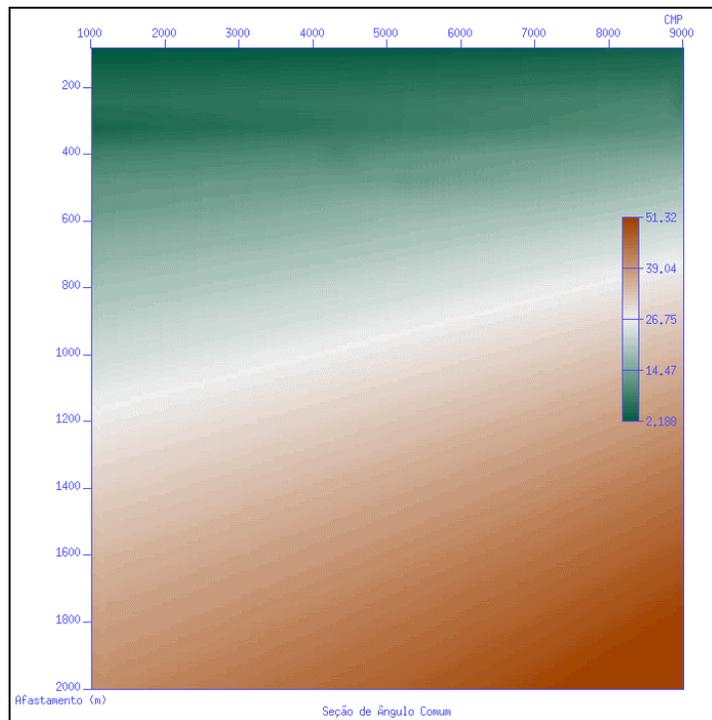


Figura 5.2: Seção de ângulos de reflexão, ξ_0 versus afastamento (evento superior).

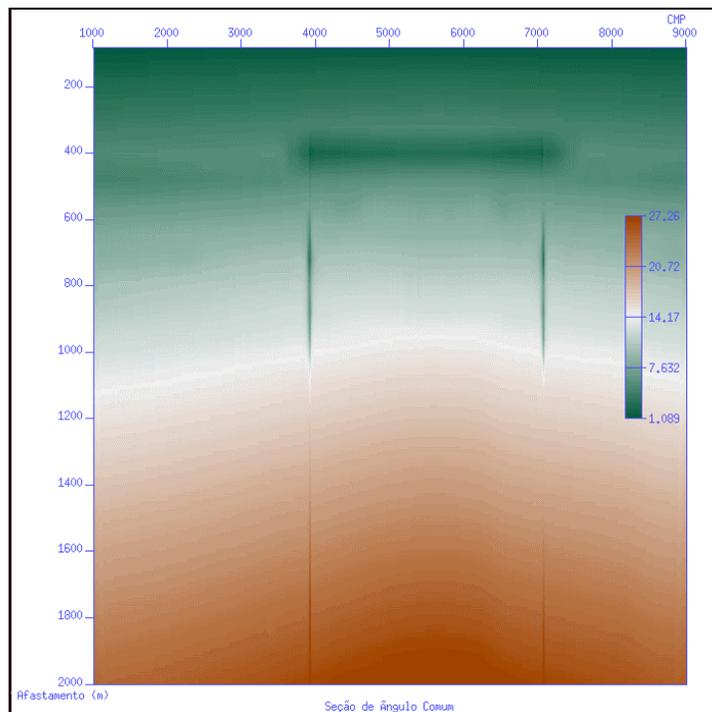


Figura 5.3: Seção de ângulos de reflexão, ξ_0 versus afastamento (evento inferior).

Tabela 5.1: Traços sísmicos por afastamento para cada seção de ângulo comum do evento superior.

Ângulo da Seção	ξ_0	Afastamento
14,47°	1000 a 1600	640
	1620 a 4380	560
	4400 a 7320	480
	7340 a 9000	400
26,75°	1000 a 1240	1200
	1260 a 2660	1120
	2680 a 4100	1040
	4120 a 5520	960
	5540 a 6960	880
	6980 a 8400	800
	8420 a 9000	720
39,04°	1000 a 1220	1920
	1240 a 2080	1840
	2100 a 2960	1760
	2980 a 3880	1680
	3900 a 4760	1600
	4780 a 5640	1520
	5660 a 6500	1440
	6520 a 7380	1360
	7400 a 8280	1280
	8300 a 9000	1200

Como foi comentado anteriormente, esperava-se que houvesse um estiramento mais acentuado para os traços com maiores afastamentos e menores tempos. Este efeito parece ser justamente atenuado, porque quando o traço deveria sofrer maior estiramento, para manter o valor do ângulo próximo ao da seção, o traço seguinte é escolhido em um afastamento menor e, por conseguinte com um menor estiramento.

O evento inferior (refletor que representa o domo com capa de gás), está situado entre os tempos de 2200 ms e 2700 ms. Possui uma faixa de variação de ângulo de reflexão de 1,09° a 27,26°. Foram construídas também três seções de ângulo comum segundo o mesmo critério adotado para o evento superior, com ângulos de 7,63°, 14,17° e 20,72° (Figura 5.3: Seção de ângulos de reflexão, ξ_0 versus afastamento (evento inferior)).

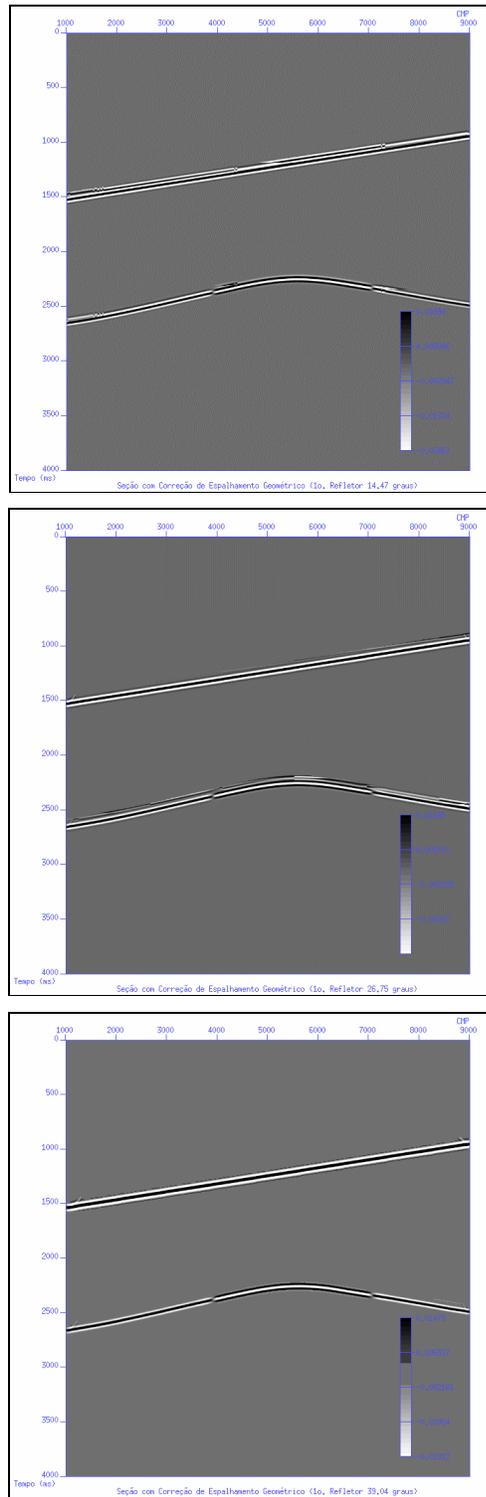


Figura 5.4: Seções de ângulo comum do primeiro refletor, silenciadas e corrigidas de espalhamento geométrico (de cima para baixo ângulos de 14,47°, 26,75° e 39,04°).

A Tabela 5.2 mostra uma certa simetria na distribuição das faixas de afastamentos para todos os ângulos, refletindo a espacialidade do refletor imageado que tem uma forma quase simétrica. O comportamento em termos de quantidades de faixas de ângulos presentes, mostra que para a seção de menor ângulo apesar de apresentar mais faixas, estas não possuem uma variação uniforme na quantidade de traços que as compõem. Já as seções mediana e a de maior ângulo estão com as faixas mais bem distribuídas.

Tabela 5.2: Traços sísmicos por afastamento para cada seção de ângulo comum do evento inferior.

Ângulo da Seção	ξ_0	Afastamento
7,63°	1000 a 2660	640
	2680 a 3860	560
	3880 a 3900	640
	3920 a 7020	560
	7040 a 7100	640
	7120 a 8300	560
	8320 a 9000	640
14,17°	1000 a 2260	1120
	2260 a 4200	1040
	4220 a 6920	960
	6940 a 8860	1040
	8880 a 9000	1120
20,72°	1000 a 1920	1680
	1940 a 3180	1600
	3200 a 4320	1520
	4340 a 6580	1440
	6600 a 8140	1520
	8160 a 9000	1600

A seção de ângulo comum que apresentou maior homogeneidade foi a de maior ângulo (20,72°), corroborando com a observação do evento mais raso, onde quanto maior a quantidade de faixas de ângulo, mais bem distribuídas ficam as frequências e conseqüentemente a qualidade da seção. Vale ainda comentar que, como o refletor é quase simétrico em termos de tempo em relação ao centro do domo, as variações de frequência são menos bruscas, e mesmo a seção de ângulo de 14,17°, apresenta qualidade relativamente boa (Figura 5.5).

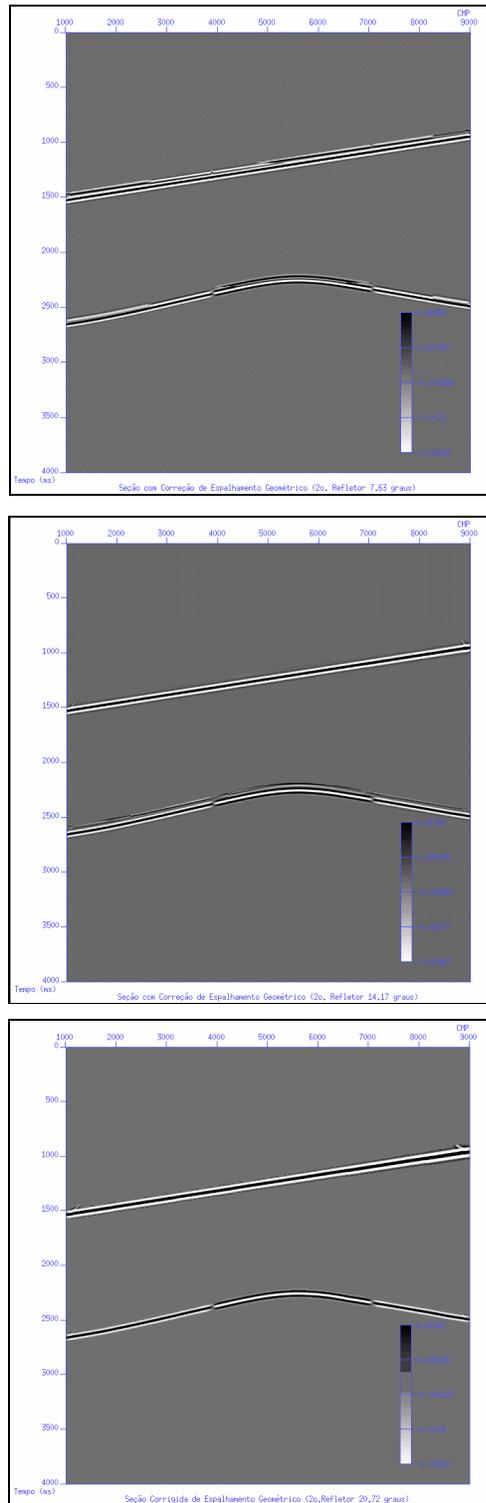


Figura 5.5: Seções de ângulo comum do segundo refletor, silenciadas e corrigidas de espalhamento geométrico (de cima para baixo ângulos de 7,63°, 14,17° e 20,72°).

Apesar de serem poucos os experimentos pode-se observar que a escolha da seção de ângulo comum que melhor represente o refletor objetivo pode mudar para cada caso, em função da espacialidade, profundidade e conteúdo de frequência. Por isso é necessário sempre se fazer várias seções de ângulo comum que abranjam toda a faixa de ângulos e, como anteriormente citado, gráficos tipo a Figura 5.3 podem ajudar bastante na escolha dos ângulos.

A qualidade das seções de impedância de reflexão está de acordo com a qualidade das seções de ângulo comum.

O aspecto listrado que ocorre em todas as seções de impedância de reflexão, a partir do primeiro refletor até o maior tempo, é causado pela utilização de *splines* bicúbicas para aproximar as velocidades quando da construção do modelo elástico (Figura 4.3 e Figura 4.17).

Essa aproximação das velocidades parece provocar oscilações nos seus valores. Quando deveria ser constante apresenta pequenas variações, e grandes variações, quando há mudanças laterais de velocidades. Isto se verifica, de forma mais nítida, somente quando da geração das seções de impedância de reflexão.

Um outro aspecto que deve ser levantado é que apenas sobre o refletor em que se escolheu construir as seções de ângulo comum, os ângulos de reflexão estão próximos ao valor escolhido. Conseqüentemente, os valores da impedância de reflexão só estarão coerentes com esse ângulo do limite de refletor até o refletor situado imediatamente abaixo. Nas demais regiões da seção de impedância elástica os valores não dizem respeito ao ângulo escolhido. Esta questão pode ser resolvida, simplesmente quando da geração da seção de ângulo comum, se trabalhando por janela ou mesmo amostra a amostra por traço sísmico para se construir toda uma seção em um mesmo ângulo de reflexão ou próximo disto.

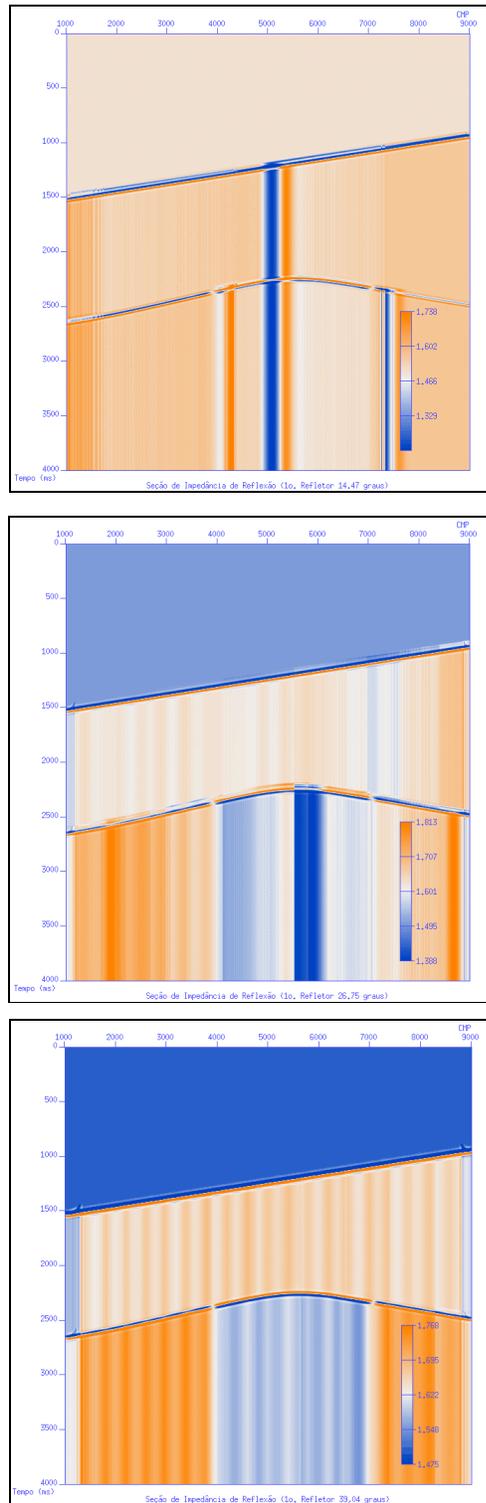


Figura 5.6: Seções de impedância de reflexão do primeiro refletor (de cima para baixo ângulos de 14,47°, 26,75° e 39,04°).

No caso do evento superior (primeiro refletor), a seção de impedância de reflexão que melhor representa as variações dos parâmetros elásticos, velocidades α e β , foi a originada da seção de ângulo comum, que se mostrou mais homogênea, 39,04°. A seção de menor ângulo de reflexão (14,47°) não diferenciou bem o evento e praticamente ignorou o segundo refletor, fazendo com que do primeiro refletor para baixo a seção tivesse um mesmo aspecto. A seção intermediária (26,75°), parece conseguir discriminar melhor os eventos e tender a homogeneidade, mostrando um aspecto mais consistente da impedância (Figura 5.6). Os valores de impedância de reflexão variaram conforme a Tabela 5.3.

Tabela 5.3: Valores de impedância de reflexão em função do ângulo de reflexão para o primeiro evento.

Ângulo de Incidência	Valor da Impedância (km.kg/s.m³)
14,47	1300 - 1730
26,75	1600 - 1650
30,04	1620 - 1660

O evento inferior (segundo refletor), apresenta comportamento distinto do primeiro. Para as duas zonas fora da capa de gás, a seção de impedância de reflexão derivada da seção de ângulo comum 14,17°, foi a que mostrou melhor correlação com os parâmetros elásticos, embora a porção à esquerda seja algo heterogênea. Já para a região da capa de gás, a seção de impedância de reflexão originada da seção de ângulo comum 20,78°, foi a que melhor mapeou a inversão de velocidades e também deu a distribuição mais homogênea para a impedância nesta zona (Figura 5.7 e Tabela 5.4).

Construiu-se uma seção de impedância de reflexão com ângulo de reflexão de 18°, intermediária entre as duas analisadas com o intuito de encontrar uma seção que pudesse vir a satisfazer a todas as variações elásticas do segundo refletor. Ela mostrou comportamento mais homogêneo para as três porções do refletor, embora a porção à direita esteja contaminada por valores de impedância herdados do refletor superior (Figura 5.8).

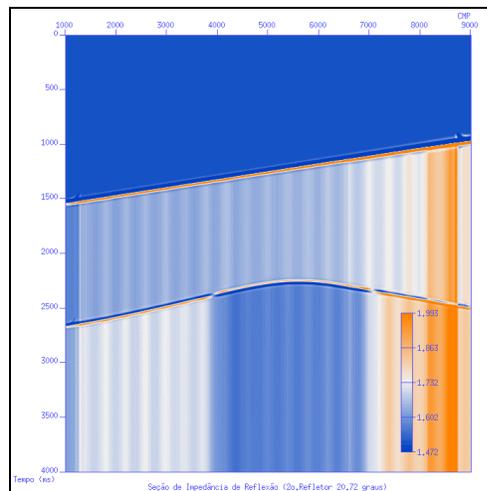
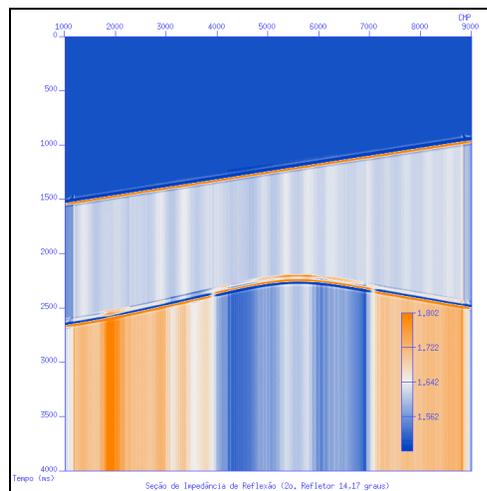
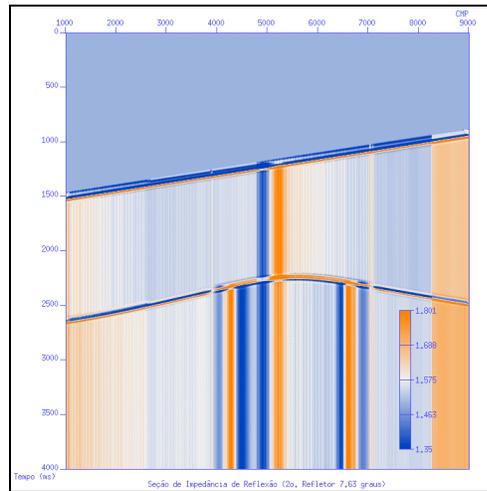


Figura 5.7: Seções de impedância de reflexão do segundo refletor (de cima para baixo ângulos de 7,63°, 14,17° e 20,72°).

Tabela 5.4: Valores de impedância de reflexão em função do ângulo de reflexão para o segundo evento.

Ângulo de Incidência	Valor da Impedância (km.kg/s.m ³)	
	Capa de gás	Externo à capa de gás
7,63	1350 - 1800	1450 - 1600
14,17	1500 - 1620	1640 - 1800
18,00	1550 - 1600	1650 - 1800
20,72	1580 - 1600	1650 - 2000

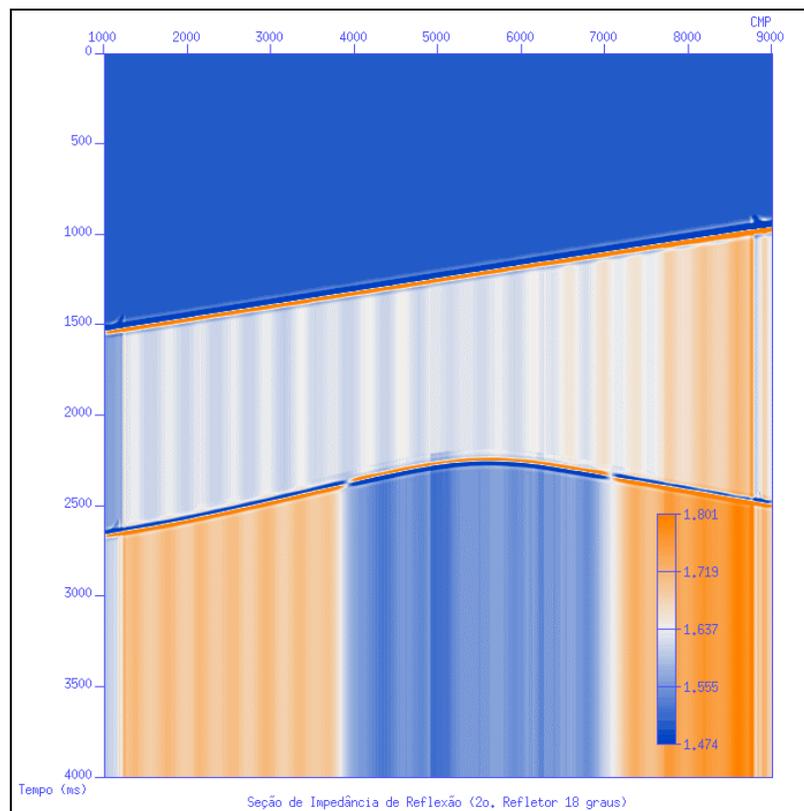


Figura 5.8: Seção de impedância de reflexão do segundo refletor (ângulo de reflexão = 18°).

Capítulo 6

Conclusões e Recomendações

Nesta dissertação apresentou-se o conceito de impedância de reflexão, que pode ser aplicado para qualquer meio, elástico ou acústico, para ângulos de reflexão de qualquer valor. Foi também apresentada a sua formulação matemática e as várias maneiras de calculá-la.

A partir dos coeficientes de reflexão obtidos em levantamentos sísmicos gerou-se seções de ângulo de reflexão comum, concluindo com a construção de seções de impedância de reflexão que são elementos básicos para a inversão sísmica e determinação dos parâmetros acústicos ou elásticos dos meios envolvidos.

A grande dificuldade, incerteza e também o grande custo que se tinha até então, era como determinar o valor do ângulo de reflexão para construção de seções de ângulo comum. A utilização da MZO, migração para afastamento nulo, desenvolvida dentro do sistema do Método Unificado para Imageamento Sísmico (Hubral et al., 1996; Tygel et al., 1996) parece ter resolvido esta dificuldade, pois quando aplicado duas vezes com pesos diferentes sobre os dados sísmicos, fornece o ângulo de reflexão de cada ponto imageado nos refletores.

Trabalhou-se com modelo elástico sintético em que foi simulado um domo com capa de gás, causadora de inversão de polaridade sísmica.

A construção das seções de ângulo comum e de impedância de reflexão se mostrou relativamente eficiente na recuperação dos parâmetros elásticos e também no processamento sísmico, já que o uso da MZO simplifica e agiliza os cálculos envolvidos.

Algumas melhoras podem ser feitas nos algoritmos de impedância de reflexão, principalmente a transcrição dos mesmos para linguagens computacionais mais potentes. Outra proposta, é fazer o método gerar não somente seções de ângulo comum e conseqüentemente seções de impedância de reflexão de um único refletor mas de janelas de interesse ou mesmo para toda uma seção, tarefa que se imagina de fácil e rápida implementação.

Limitações do método de MZO devem ser superadas e são tarefas para o futuro. Pode-se trabalhar principalmente na eliminação dos ruídos causados pelo operador de MZO e também na questão do estiramento dos traços sísmicos com a conseqüência de perda de freqüências mais altas, fundamentais nos estudos de reservatórios.

Para que o uso do método da geração de seções de impedância de reflexão se torne de uso prático, se faz necessário a aplicação de testes em dados reais. Alguns testes poderão ser feitos tanto no campo exploratório quanto no explotatório, visando discriminar verdadeiras anomalias de amplitudes causadas por presença de gás e falsas anomalias causadas por rochas de baixas velocidades. No caso explotatório, caso se deseje recuperar os principais parâmetros elásticos de maneira quantitativa, visando correlação com atributos de reservatórios, torna-se necessária a utilização de perfis de poços, tais como perfis de velocidades e de densidade para calibração e correlação com as seções de impedância obtidas. Mesmo sem a correlação, as seções de impedância de reflexão são bons instrumentos qualitativos para o gerenciamento de reservatórios petrolíferos.

Referências Bibliográficas

Aki, K.; Richards P. G., Quantitative seismology – Theory and Methods. São Francisco: W. H. FREEMAN and CO,1980.

Berteussen, K. A.; Ursin, B. The approximate computation of the acoustic impedance from seismic data. *Geophysics*, v.48, n. 10, p. 1351- 1358, 1983.

Biot, M. A. The theory of elastic waves in a fluid saturated porous solid 1, lower frequency range. *J. Acoust. Soc. Amer.*, v. 28, p. 168–178, 1956.

Biot, M. A. The theory of elastic waves in a fluid saturated porous solid 2, high frequency range. *J. Acoust. Soc. Amer.*, v. 28, p. 179–191, 1956.

Black, J. L.; Schleicher, K. L.; Zhang, L. True-amplitude imaging and dip moveout. *Geophysics*, v. 58, p. 47–66, 1993.

Bleistein,N. Mathematics of wave phenomena. Academic Press. Inc, 1984.

Bleistein, N. Two and one half dimensional in plane wave propagation. *Geophysical Prospecting*, v. 34, p. 686–703, 1986.

Bleistein, N. On the imaging of reflectors in the earth. *Geophysics*, v. 52, p. 931–942, 1987.

- Bleistein, N.; Cohen, J.; Jaramillo, H. True-amplitude transformation to zero offset of data from curved reflectors. *Geophysics*, v. 64, p. 112 – 129, 1999.
- Bleistein, N.; Cohen, J.; Stockwell, J. W. Mathematics of multidimensional seismic inversion. Apostila de curso, 1999.
- Bortfeld, R. Aproximation to the reflection and transmission coefficients of plane longitudinal and transverse waves. *Geophysics Prospecting*, v. 9, p. 485–503, 1961.
- Castagna, J. P.; Batzle, M. L.; Eastwood, R. L. Relationship between compressional and shear wave velocities in elastic silicate rocks. *Geophysics*, v. 50, p. 551–570, 1985.
- Castagna, J. P.; Backus, M. M., Offset dependent reflectivity - Theory and Practice of AVO Analysis. *Investigation of Geophysics Series*, v. 8, SEG, 1993.
- Castagna, J. P.; Smith, S. W. Comparison of AVO indicators: a modeling study. *Geophysics*, v. 12, 1849–1855, 1994.
- Castagna, J. P.; Direct Hydrocarbon Indicators “DHI’s. Apostila de Curso (SEREC-Petrobras), ”, 1996.
- Castagna, J. P.; Swan, H. W. Principles of AVA crossploting, *The Leading Edge*, v. 04, p. 337–342, 1997.
- Cerveny, V.; Psencik, I. SEIS88. Charles University. Praga. Czechoslovakia, 1988.
- Cerveny, V. Seismic Waves in anisotropic media. Apostila de Curso (Petrobras – SEREC), 1990.
- Cohen, J. K.; Stockwell, Jr. J. W. CWP/SU: Seismic Unix Release 34: a free package for seismic research and processing. Center for Wave Phenomena. Colorado School of Mines, 2000.

- Connolly, P. Elastic Impedance. *The Leading Edge*, v.18, p. 448-452, 1999.
- Deregowski, S. M.; Rocca F. L. Geometrical optics and wave theory of constant offset section in layered media. *Geophysics Prospecting*, v. 29, p. 374–406, 1981.
- Dillon, L; Bloch, M. Medidas de velocidades acústicas VP e VS para diferentes pressões confinantes e fluidos no espaço poroso: correlação entre constantes elásticas dinâmicas e estáticas. Relatório Anual do CENPES, Petrobrás, Rio de Janeiro, 1989.
- Docherty, P. Ray theoretical modeling, migration and inversion in two-and-one-half dimensional layered in acoustic media. Center of Wave Phenomena, Report CWP-051.
- Faust, L. Y. Seismic velocity as a function of depth and geologic time. *Geophysics*, v. 16 p. 192-206, 1951.
- Freire, S. L. Velocidades sísmicas: uma abordagem físico-matemática. Apostila de Curso (Petrobras – SEREC), Rio de Janeiro, 1990.
- Foster, D. J.; Keys R. G.; Reylly J. M. Another perspective on AVO crossplotting, *The Leading Edge*, v. 12, 1233–1237, 1997.
- Gardner, G. H. F.; Gardner, L. W.; Gregory, A. R. Formation velocity and density: the diagnostic basis for stratigraphic traps. *Geophysics*, v. 39, p. 770–780, 1974.
- Gassaway, G. S.; Richgels, H. J. SAMPLE: Seismic amplitude measurement for primary lithology estimation. 53rd Annual International SEG Meeting, Abstract Book, p. 610-613, 1983.
- Gassman, F. Elastic waves through a packing of spheres. *Geophysics*. v. 16, p. 673-685, 1951.

- Geerstma, J.; Smith, D. C. Some aspect of elastic wave propagation in fluid-saturated porous solid. *Geophysics*, v.26, p. 169–181, 1961.
- Greenberg, M. L.; Castagna, J. L. Shear-wave velocity estimation in porous rocks theoretical formulation, preliminary verification and applications. *Geophysical Prospecting*, v. 40, p. 195–209, 1992.
- Gregory, A. F. Fluid saturation effects on dynamic elastic properties of sedimentary rocks. *Geophysics*, v. 41, n. 5, 1976.
- Guéguen, Y.; Palciauskas, V. Introduction to the physics of rocks. Princeton University Press, cap. V: Circulation of fluids: Permeability, p. 117-134, 1994.
- Han, D.; Nur, A.; Morgan, F. D. Effects of porosity and clay content on wave velocities in sandstone. *Geophysics*, v. 51, p. 2093–2107, 1986.
- Hanitzsch, C.; Amplitude preserving prestack Kirchhoff depth migration/inversion in laterally inhomogeneous media, Geophysical Institute, Karlsruhe University, Germany, PhD, p. 237, 1995.
- Hilterman, F. Is AVO the seismic signature of rock properties? 59th ANN. INTERNAT. MTG., SEG, Expanded Abstract, p.559, 1995.
- Hubral, P.; Tygel, M.; Zien, H. Three-dimensional true-amplitude zero-offset migration. *Geophysics*, v. 56, p. 18–26, 1991.
- Hubral, P.; Schleicher, J.; Tygel, M. A unified approach to 3D seismic reflection imaging. Part I: Basic concepts. *Geophysics*, v. 61, p. 742–758, 1996 a.

- Koefoed, O. On the effect of Poisson's ratio of rock strata on the reflection coefficients of plane waves. *Geophysical Prospecting*, v. 3, p. 381–387, 1955.
- Kune, M. G. Quelques exemples d'analyse d'enregistrements sismiques. *Geophysical Prospecting*, v. 11, p. 409-422, 1963.
- Lúcio, P. S. Propagação em Meios Heterogêneos pela Teoria dos Raios. Apostila de Curso (Petrobras – SEREC), 1997.
- Nafe, I.; Drake, C. L. Variation with depth in shallow and deep water marine sediments of porosity, density and the velocities of compressional and shear waves. *Geophysics*, v. 21, 1957.
- Newman, P. Divergence effects in layered earth. *Geophysics*, v. 38, p. 481–488, 1978.
- Nur, A. M.; Zhijing, W. Seismic and acoustic velocities in reservoir rocks. v. 1, Experimental studies. *Geophysical Reprint Series no 10*.
- Nur, A.; Marion, D.; Yin, H. Wave velocities in sediments. In: *Shear waves in marine sediments*. J. M. Haven et al. (eds.), Kluwer Academic Publishers, p. 131-140, 1991.
- Oliveira, A. S.; Tygel, M.; Filpo, E. On the application of true-amplitude DMO. *Journal of Seismic Exploration*, v. 6, p. 279-289, 1997.
- Oliveira, A. S.; Ramos, A. C. B.; Tygel, M. True amplitude MZO and AVO: application to real data. 5th INTERNAT. CONGRESS OF THE BRAZILLIAN GEOPHYSICAL SOCIETY, Rio de Janeiro, Expanded Abstract, v. 1, p. 223–226, 1997.
- Oliveira, A.S.; Mezzomo, L.C DMO-Teoria e Prática. Apostila de Curso (Petrobras – SEREC), 1992.

- Ostrander, W. J. Plane wave reflection coefficients for gas sand at nonnormal angles of incidence. *Geophysics*, v. 49, p. 1637–1648, 1984.
- PRAVAP 2, Relatório de Caracterização Avançada de Reservatórios, Publicação Interna Petrobras, 1995.
- Pickett, G. R. Acoustic character logs and their applications in formation evaluation. *Journal Petr. Tech.*, v. 15, p. 650–667, 1963.
- Ramos, A. C. B. AVO processing calibration. 5th INTERNAT. CONGRESS OF THE BRAZILLIAN GEOPHYSICAL SOCIETY, v. 1, p. 209–213, 1997.
- Ramos, A. C. B.; Oliveira, A. S.; Tygel, M. The impact of true-amplitude DMO on amplitude versus offset. SEG, 69th ANN. INT. MTG., Houston, Expanded Abstracts. p.832-835, 1999.
- Raymer, L. L.; Hunt, E. R.; Gardner, J. S. Na improved sonic transit time-to-porosity transform. SPWLA, 21th ANN. LOG SYMP. OF THE SOC. PROF. WELL LOG ANALYSTS, julho 1980.
- Rosa, A. R. L. Extraction of elastic parameters using seismic reflection amplitude with offset variation. M. A Thesis. University of Houston, 1976.
- Ross, C. P.; Kinman, D. L. Nonbright-spot AVO: two examples. *Geophysics*, v. 60, p. 1398–1408, 1995.
- Rutherford, S. R.; Williams, R. H. Amplitude-versus-offset variations in gas sands. *Geophysics*, v. 54, p. 680–688, 1989.

- Savic, M. et al. Elastic Impedance Inversion in Practice. SEG Extended Abstract, Calgary, Canadá, 2000.
- Sherwood, J. W.C. et al. Synthetic seismograms with offset for a layered elastic medium. Offshore Technology Conference, 1983.
- Sheriff, R. E.; Factors affecting seismic amplitudes. *Geophysical Prospecting*, v. 23, p. 159-186, 1975.
- Telford, W. et al. *Applied Geophysics*. Cambridge University Press, p. 249-255, 1976.
- Tygel, M.; Hubral, P. Transient waves in layered media. *Methods in Geochemistry and Geophysics*, v. 26, ELSEVIER, 1987.
- Tygel, M. et al. Multiple Weights in diffraction stack migration. *Geophysics*, v. 59, p. 1820–1830, 1993.
- Tygel, M., Schleicher, J.; Hubral, P. Kirchhoff-Helmholtz theory in modelling and migration. *Journal of Seismic Exploration*, v 3, p. 203–214, 1994 a.
- Tygel, M.; Schleicher, J.; Hubral, P. Pulse distortion in depth migration. *Geophysics*, v. 59, p. 1561–1569, 1994b.
- Tygel, M.; Schleicher, J.; Hubral, P. Dualities involving reflectors and reflection-time surfaces. *Journal of Seismic Exploration*, v. 4, p. 123–150, 1995.
- Tygel, M.; Schleicher, J.; Hubral, P. A unified approach to 3D seismic reflection imaging Part II: Theory. *Geophysics*, v. 61, p. 759–775, 1996.

Tygel, M.; Schleicher, J.; Hubral, P. 2,5D Kirchhoff MZO in laterally inhomogeneous media. *Geophysics*, v. 63, p. 557–573, 1998.

Tygel, M. et al Kirchhoff imaging for AVO/AVA. *The Leading Edge*, v. 18, p. 940–945, 1999.

VerWest, B.; Master, R.; Sena, A. Elastic Impedance Inversion. SEG Extended Abstract, Calgary, Canadá, 2000.

Whitcomb, D. N. et al. Extended elastic impedance for fluid and lithology prediction. SEG Extended Abstract, Calgary, Canadá, 2000.