



**UNIVERSIDADE FEDERAL DO PARÁ
INSTITUTO DE GEOCIÊNCIAS
FACULDADE DE GEOFÍSICA
TRABALHO DE CONCLUSÃO DE CURSO**

MIQUÉIAS SILVA DA CONCEIÇÃO

**SIMULAÇÃO SÍSMICA DE GRANDE ABERTURA BASEADA NO
MÉTODO DA REFLETIVIDADE**

**BELÉM – PARÁ
2009**

MIQUÉIAS SILVA DA CONCEIÇÃO

**SIMULAÇÃO SÍSMICA DE GRANDE ABERTURA BASEADA NO METODO DA
REFLETIVIDADE**

Trabalho de Conclusão de Curso apresentado à Faculdade de Geofísica do Instituto de Geociências da Universidade Federal do Pará – UFPA, em cumprimento às exigências para a obtenção do grau de Bacharel em Geofísica.

Orientador: Prof. Dr. Lourenildo W. B. Leite

**BELÉM-PA
2009**

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

Conceição, Miquéias Silva da

C744s Simulação sísmica de grande abertura baseada no método da refletividade. / Miquéias Silva da Conceição – 2009

75 f. : il.

Trabalho de Conclusão de Curso (Graduação em Geofísica) – Faculdade de Geofísica, Instituto de Geociências, Universidade Federal do Pará, Belém, Segundo Semestre de 2008.

Orientador, Lourenildo Williame Barbosa Leite

1.Sísmica. 2. Método da refletividade. 3. Divergência esférica. 4. Sismogramas sintéticos. 5. Bacia do Tacutu. I. Universidade Federal do Pará. II. Leite, Lourenildo Williame Barbosa, Orient. III. Título.

CDD 20º ed.: 551.22

MIQUÉIAS SILVA DA CONCEIÇÃO

**SIMULAÇÃO SÍSMICA DE GRANDE ABERTURA BASEADA NO MÉTODO DA
REFLETIVIDADE**

Trabalho de Conclusão de Curso apresentado à Faculdade de Geofísica do Instituto de Geociências da Universidade Federal do Pará – UFPA, em cumprimento às exigências para a obtenção do grau de Bacharel em Geofísica.

Data de Aprovação: / /
Conceito :

Banca Examinadora:

Prof. Lourenildo Williame Barbosa Leite – Orientador
Doutor em Geofísica
Universidade Federal do Pará

Prof. Roberto Vizeu Lima Pinheiro – Membro
Doutor em Geologia Estrutural
Universidade Federal do Pará

Prof. . Marcio Marcelo da Silva Pessoa – Membro
Mestre em Geofísica
Universidade Federal do Pará

À minha família, razão do meu viver feliz.

AGRADECIMENTOS

Ao Prof. Dr. Lourenildo W. B. Leite pela confiança em mim creditada, pelo problema proposto, pela constante paciência e irrestrita disponibilidade de tempo na orientação desse trabalho, e pela amizade ao longo do período de realização deste Trabalho de Conclusão de Curso.

A todos meus familiares pelo apoio, compreensão e liberdade durante o curso dos meus estudos.

Ao Prof. Márcio Marcelo da Silva Pessoa pela disponibilidade de tempo para o apóio no desenvolvimento deste trabalho.

A todos os colegas do CGGf.

Em especial a Jefferson Soares, Disraeli Bahia, Fabrício Ogorodnik e Carolina Narjara pela importante ajuda e companheirismo durante o curso.

Aos professores do CPGf.

Aos membros da Banca Examinadora pelas sugestões para a realização de um bom trabalho.

Ao PROINT pelo apoio financeiro investido através de suporte à pesquisa.

Ao Curso de Graduação em Geofísica da UFPa pelo suporte acadêmico para a elaboração deste trabalho.

A todas as pessoas que não foram citadas nominalmente, mas que tiveram uma contribuição de forma direta ou indireta durante o período que se seguiu a realização deste trabalho.

RESUMO

A sísmica de grande abertura considera trajetórias de reflexão e de refração com o objetivo de imagear as propriedades gerais de uma bacia sedimentar. Nestes experimentos, a atenuação de amplitudes por divergência esférica e por conversão de energia P-SV-SH são significativos. A medição de parâmetros físicos de reservatórios se constitui de grande importância para a detecção de hidrocarbonetos. A obtenção destes parâmetros é realizada através de análise de amplitude e estimativa dos coeficientes de reflexão. Para isto, se faz necessário a aplicação de técnicas especiais de processamento capazes de corrigir efeitos de divergência esférica e do efeito pós-crítico. Um problema que pode ser estabelecido é sobre a análise dos efeitos da atenuação de amplitudes devido ao espalhamento geométrico e a perda por transmissividade. A dificuldade em separar estes dois fenômenos leva a aplicação de correção a dados reais visando exclusivamente o espalhamento geométrico. Uma resposta mais física pode dar melhor subsídio à forma de correção de amplitudes. As técnicas usadas no presente trabalho tratam da simulação de sismogramas com base no método da refletividade para formar seções sísmicas fonte-comum. A qualidade das observações sísmicas é dependente da atenuação de amplitude e da presença de ruídos, e a forma de espalhamento da energia da fonte é controlada principalmente pela divergência esférica. O método geral de análise das observações sísmicas é formado por premissas, onde uma primeira premissa é que os modelos teóricos contemplem separadamente os efeitos de espalhamento geométrico, de transmissividade e de porosidade. Uma segunda premissa é que as fontes sísmicas sejam limitadas à pontual simétrica. Uma terceira premissa descreve a forma de onda, onde é conveniente as ondas esféricas, e as ondas planas impulsivas. Uma quarta premissa limita o meio a ser estratificado horizontalmente, e formado por camadas homogêneas e isotrópicas. Uma quinta premissa admite aplicação da teoria do raio baseada nas equações iconal e de transporte, e/ou à solução completa baseada na equação da onda. Uma sexta premissa limita a análise à condição de ondas acústicas. Os segmentos crostais a serem simuladas neste estudo são modelos de bacias sedimentares brasileiras de interesse a exploração de petróleo que se caracterizam pela presença de soleiras de diabásio. Para algumas bacias sedimentares, os geólogos e geoquímicos consideram as soleiras como diretamente relacionadas à geração e ao acúmulo de hidrocarbonetos, a bacia do Tacutu foi utilizada como modelo de referência neste trabalho. A justificativa do presente trabalho é a simulação de dados referentes a áreas de

interesse a projetos em desenvolvimento e de suporte ao PROSIS. O modelo é de bacia sedimentar onde se possam ver eventos de reflexão pré-crítica, crítica e pós-crítica. O meio simulado é formado por camadas plano-horizontais, homogêneas e isotrópicas. O método da refletividade é uma forma de solução da equação de onda para o referido modelo, o que torna possível um entendimento do problema em estudo. Para se chegar aos resultados obtidos foram calculados sismogramas sintéticos com o programa P-SV-SH.

Palavras-chave: Sísmica. Método da Refletividade. Divergência Esférica. Sismogramas Sintéticos. Bacia do Tacutu.

ABSTRACT

The wide angle seismic considers reflection paths and of refraction with the image objective the general properties of a sedimentary basin. In these experiments, the attenuation of amplitudes by spherical divergence and by conversion of energy P-SV-SH is significant. The measurement of physical parameters of reservoirs is constitutes of great importance for the hydrocarbons detection. The obtaining of these parameters is accomplished through amplitudes analysis with the determination of the reflection coefficients. For this, it is necessary the application of special techniques of processing capable to correct effects of spherical divergence. A problem that can be established is the analysis of the effects important for the reduction of amplitudes due to geometric spreading and the loss by transmissivity. The difficulty in separating these two phenomena, takes to dynamic correction to be applied to real data in geometric spreading only. A more physical answer can give better subsidy to the form of correction of amplitudes. The techniques used in the present work are related to the reflectivity method. The quality of the seismic/seismological observations is directly dependent of the amplitudes reduction and on the presence of noises, and the form of attenuation of energy on the source is controlled mainly by the spherical divergence. The general method of analysis of the seismic observations is formed by premises, how a first premise is that the theoretical models contemplate separately the effects of geometric dispersal, of transmissivity and of porosity. A second premise is that the seismic sources are limited to be punctual and symmetrical. A third premise describes the wave form, where it is convenient the spherical waves and them impulsive plane wave. A fourth premise limits the medium too horizontally and stratified, formed by homogeneous layers and isotropic. A fifth premise admits application of the ray theory based on the iconal and transport equations, and/or to the complete solution based on the wave equation A sixth premise limits the analysis to the condition of acoustic waves. The crustal segments simulated in this study models a Brazilian sedimentary basins of interest for exploration of petroleum that are characterized by the presence of diabase sills. For some sedimentary basins, the geologists consider the sills as directly related to the generation and accumulation of the hydrocarbons, the Tacutu Basin was used as a reference model in this work. The justification of the present work is the simulation of data regarding areas of interest of the projects for development and support of the PROSIS. The model is a sedimentary basin where one can see

events of reflection pre-critic, critic and post-critic. The medium is simulated by flat-horizontal, homogeneous and isotropic layers. The reflectivity method is a form of solution of the wave equation for this model, what turns possible an understanding of the problem under study. To arrive at the obtained results, synthetic seismograms were calculated with the program P-SV-SH.

Key-Words: Seismic. Reflectivity Method. Spherical Divergence. Synthetic Seismograms. Basin of Tacutu.

LISTA DE SIMBOLOS

Tabela dos símbolos matemáticos utilizados e suas descrições.

Símbolo	<i>Descrição</i>
A	Matriz com elementos compostos pelas constantes elásticas do meio.
$D(x, \theta)$	Divergência esférica.
e_j	Espessura das camadas.
e_s	Espessura da camada da fonte.
f	Vetor-coluna que fornece a dependência com a profundidade para o deslocamento e tensão da partícula.
g	Forças internas presentes no corpo (gravidade).
h	Profundidade da fonte.
I	Matriz identidade.
i, j, k, N	Índices contadores.
J_m	Função de Bessel de ordem m .
m, n	Índices para as camadas nas interfaces de transmissão.
p	Parâmetro horizontal do raio, $p = \sin \theta_k / v_k$.
P_m	Produto resultante entre os coeficientes de reflexão para as interfaces j .
P^{inc}	Fator escalar para representar a amplitude da onda incidente.
PP_j	Coefficientes de reflexão para as interfaces j .
$\{P^{\wedge}P^{\prime}\}_n^m$	Representação dos coeficientes de reflexão das onda P (incidente) e P (refletida) para o conjunto de camadas no intervalo entre m e n .
$P(z, z_0)$	Matriz propagadora.
r	Distância radial fonte-receptor.
r, ϕ, z	Sistema de coordenadas circular cilíndricas.
$\hat{r}, \hat{\phi}, \hat{z}$	Vetores unitários relativos às direções de orientação do sistema de coordenadas circular cilíndricas (radial, azimutal e vertical).
$\backslash S \backslash$	Representação das ondas incidentes ascendente e descendente entre dois meios quaisquer.
T	Vetor tração no plano horizontal.
$t(p)$	Tempos de trânsito em função do parâmetro horizontal do raio.
$t_{red}(x)$	Tempos de trânsito reduzido.
$T(x)$	Tempos de trânsito em função do afastamento fonte-receptor.
T_k^m, S_k^m, R_k^m	Funções vetoriais ortogonais dos vetores deslocamento u e tração T .
u	Vetor deslocamento da partícula. Componentes $u_x, u_y, u_z, u_1, u_2, u_3$.
\dot{u}	Velocidade da partícula.

\ddot{u}	Aceleração da partícula.
u^P, u^{SV}, u^{SH}	Vetores deslocamento para as ondas P, SV e SH.
v_k	Velocidade na camada k .
v_{red}	Velocidade reduzida.
V_{RMS}	Velocidade media quadrática.
x	Afastamento fonte-receptor.
x, y, z	Coordenadas do sistema cartesiano.
$x(p)$	Afastamento em função do parâmetro horizontal do raio.
z_k	Profundidade da camada k .
α	Velocidade das ondas P.
α_{max}	Velocidade máxima das ondas P.
β	Velocidade das ondas S.
ρ	Densidade das camadas.
ω	Frequência angular temporal.
η	Vagarosidade vertical das ondas S.
θ_k	Ângulo de incidência com a vertical na camada k .
Δt_k	Tempo vertical simples na camada k .
Δx	Afastamento entre sensores.
μ, λ	Constantes elásticas de Lamé.
Φ_m	Espalhamento de fase.
ϕ, ψ, χ	Potenciais escalares que representam as ondas P, SV e SH.
∇	Operador gradiente.
$\nabla \cdot$	Operador divergência.
$\nabla \times$	Operador rotacional.

SUMÁRIO

1.	INTRODUÇÃO	12
2.	MODELO GEOLÓGICO	15
3.	MODELO SÍSMICO DA REFLEXÃO	20
3.1.	EQUAÇÕES TEMPO-PERCURSO	20
3.2.	DIVERGÊNCIA ESFÉRICA NUM MEIO PLANO-ESTRATIFICADO	24
4.	MÉTODO DA REFLETIVIDADE	26
4.1.	POTENCIAIS DE DESLOCAMENTO P-SV E SH	26
4.2.	DECOMPOSIÇÃO DA ONDA ACÚSTICA	29
4.3.	SOLUÇÃO DA EQUAÇÃO DE ONDA ESCALAR	34
5	MODELAGEM	38
6.	RESULTADOS E CONCLUSOES	46
6.1	OBSERVAÇÕES FINAIS	52
	REFERÊNCIAS	53
	APÊNDICES	55
	<i>APÊNDICE A – FATOR DE DIVERGÊNCIA ESFÉRICA</i>	56
	ANEXOS	59
	ANEXO A – DOCUMENTAÇÃO DO PROGRAMA PSVSH.F	60
	ANEXO B – EXEMPLO DO CARTÃO DE ENTRADA	67
	ANEXO C – ARQUIVO DE ENTRADA DO MODELO TESTE	68
	ANEXO D – MAKEFILE	69

1. INTRODUÇÃO

O presente trabalho visa à simulação de sismogramas com base no método da refletividade (que admite apenas camadas planas). A teoria do raio (que admite interfaces curvas e descontinuidades) participa como coadjuvante para interpretação das seções sísmicas.

A solução das diferentes formas da equação de onda é específica para cada modelo (geometria e parâmetros físicos). O modelo admitido no presente trabalho é formado por camadas plano-horizontais, homogêneas e isotrópicas, e a solução prevê a conversão P-SV e SH-SH.

A sísmica de grande abertura considera trajetórias de reflexão e de refração com o objetivo de imagear as propriedades gerais de uma bacia sedimentar. Nestes experimentos, a atenuação de amplitudes por divergência esférica e por conversão de energia P-SV-SH são significativos.

O método geral de análise das observações sísmicas é formado por premissas. Uma primeira premissa é que os modelos teóricos contemplem separadamente os efeitos de espalhamento geométrico, de transmissividade e de porosidade. Uma segunda premissa é que as fontes sísmicas sejam limitadas à pontual simétrica. Uma terceira premissa descreve a forma de onda, onde é conveniente as ondas esféricas, e as onda planas impulsivas. Uma quarta premissa limita o meio a ser estratificado horizontalmente, e formado por camadas homogêneas e isotrópicas. Uma quinta premissa admite aplicação da teoria do raio baseada nas equações iconal e de transporte, e/ou à solução completa baseada na equação da onda. Uma sexta premissa limita a análise à condição de ondas acústicas.

Os segmentos crustais a serem simuladas neste estudo são modelos de bacias sedimentares brasileiras de interesse a exploração de petróleo que se caracterizam pela presença de soleiras de diabásio. Para algumas bacias sedimentares, os geólogos e geoquímicos consideram as soleiras como diretamente relacionadas à geração e ao acúmulo de hidrocarbonetos.

O modelo é de bacia sedimentar onde se possa ver eventos de reflexão pré-crítica, crítica e pós-crítica. O meio simulado é formado por camadas plano-horizontais, homogêneas e isotrópicas. O método da refletividade é uma forma de solução da equação de onda para o referido modelo, o que torna possível um entendimento do problema em estudo. Para se chegar aos resultados obtidos foram calculados sismogramas sintéticos com o programa P-SV-SH desenvolvido por Sandmeier (1998).

Uma próxima aplicação deste trabalho poderia ser na utilização dos presentes resultados do modelo sintético a modelos de bacias sedimentares brasileiras reais de interesse a exploração de

petróleo que se caracterizam pela presença de soleiras de diabásio. Nas bacias sedimentares, como exemplo as da região Amazônica, os geólogos e geoquímicos consideram as soleiras como diretamente relacionadas à geração e ao acúmulo de hidrocarbonetos (Eiras, 2003). A complicação aparece devida às altas impedâncias sísmicas dos contatos (sedimento/intrusiva) causarem um maior espalhamento da energia do sinal sísmico, dividido entre transmissão e reflexão, e estas interfaces poderem gerar múltiplas de grandes amplitudes, o que podem obscurecer informações sísmicas desejadas e provenientes de estruturas que estão abaixo das soleiras.

Para efeito de comparação, cálculo de sismogramas pela teoria do raio produz resultados rápidos e precisos para modelos simples (velocidades dependentes da profundidade e composto de camadas espessas); porém, para o caso de um modelo de camadas finas, com múltiplas internas, os resultados são inadequados, sendo o método da refletividade preferível neste caso (Fertig e Psencik, 1985).

O processamento e o imageamento de seções sísmicas de reflexão enfrentam um problema fundamental que é a correção de amplitudes versus afastamento, visando medir parâmetros físicos de reservatórios.

O modelo convolucional é conveniente para descrever o campo sísmico observado, e segue o princípio da decomposição de um sinal físico numa componente determinística e em outra não-determinística. Na componente não-determinística, usualmente classificada como ruído, se situam os efeitos locais, e para ela são também transferidas as informações determinísticas não desejadas, ou de difícil interpretação, tendo como exemplo as múltiplas e as difrações. O processamento visando as tão desejadas “verdadeiras amplitudes” necessitam que ruídos determinísticos sejam subtraídos do traço previamente às correções.

O corpo deste Trabalho de Conclusão de Curso é constituído por outros cinco capítulos descritos a seguir.

No Capítulo 2 apresentamos o modelo geológico, utilizando como exemplo a bacia sedimentar, que serve de justificativa ao presente estudo de camadas plano-horizontais. As premissas básicas e fundamentais admitidas para os modelos geofísico-geológicos no presente trabalho são: (1) a fonte é 3D, pontual no espaço e distribuída no tempo; (2) o meio é 3D, heterogêneo verticalmente, formado por uma seqüência de camadas homogêneas e isotrópicas com interfaces plano-horizontais sobre um semi-espaço infinito; (3) não é admitido o fenômeno

de absorção anelástica; (4) as seções sísmicas sintéticas são geradas segundo o método da refletividade, através do programa P-SV-SH (Sandmeier, 1990).

No Capítulo 3 apresentamos um resumo sobre a teoria do raio com as equações tempo-percurso para um modelo de camadas plano-horizontais, e também os princípios básicos e fundamentais da atenuações de amplitudes versus o afastamento devido ao espalhamento geométrico para um modelo formado de camadas plano-horizontais, homogêneas e isotrópicas.

No Capítulo 4 apresentamos resumidamente o método da refletividade como uma forma de solução da equação de onda para o modelo de camadas plano-estratificado, como também a geometria para a simulação de dados. Do ponto de vista prático, o modelo de camadas planas é justificado por ser a base do método de correção de sobre-tempo normal (NMO).

No Capítulo 5 modelamos os dados sintéticos do através da utilização do programa P-SV-SH (Fortran 77) que calcula sismogramas sintético através do método da refletividade.

No Capítulo 6 apresentamos os resultados e as conclusões obtidos com o modelo sintético de bacia sedimentar após os ajustes das amplitudes.

2. MODELO GEOLÓGICO

A interpretação de feições sísmicas sub-horizontais a horizontais são importantes para o estudo da presença de trapas de hidrocarbonetos.

Na Amazônia Brasileira, o preenchimento sedimentar das bacias intracratônicas é composto por seqüências paleozóicas recobertas por seqüências mesozóica e cenozóica. As seqüências paleozóicas estão dobradas e falhadas, e intrudidas por diques e soleiras de diabásio com idade de 200 Ma (EIRAS, 1996). Estas rochas intrusivas possuem velocidades sísmicas relativamente muito mais altas do que as rochas sedimentares encaixantes, e serve de complicador para o cálculo com modelos com refração crítica. As seqüências mesozóicas e cenozóicas apresentam poucas perturbações tectônicas e estão sub-horizontalizadas. As propriedades físicas e geométricas deste exemplo são transferidas para os modelos utilizados nas simulações. No presente trabalho foi explorada a condição de horizontalidade das camadas analisadas. O objetivo futuro é aplicar os resultados aqui obtidos no modelo teórico para bacias sedimentares reais da região Amazônica.

A geração e o acúmulo de hidrocarbonetos nas bacias sedimentares da região Amazônica estão diretamente relacionados com as soleiras de diabásio (EIRAS, 2003). As altas impedâncias dos contatos causam de diminuição de amplitude no sinal sísmico transmitido, e as múltiplas desta interface possuem grandes amplitudes, e que pode obscurecer informações desejadas localizadas abaixo das soleiras. Este tem sido um motivo para estudos voltados ao estudo de múltiplas nestas Bacias com o objetivo de melhorar a imagem sísmica do subsolo, e dar melhor condição de interpretação das rochas geradoras e das estruturas armazenadoras de hidrocarbonetos (óleo e gás).

Uma descrição física real e detalhada de formações geológicas para exploração sísmica deve considerar várias situações, tais como: camadas finas, descontinuidades e curvatura de interfaces, porosidade, fluidos, dispersão, absorção interna e anisotropia. A próxima etapa requer uma descrição física com base numa forma para a equação de propagação da onda sísmica (exemplos: métodos da teoria do raio, o da refletividade, diferenças finitas, elementos finitos), e bem como a participação da teoria da comunicação (filtros, descrição de ruídos, estatísticas) para completar e refinar a descrição do problema em estudo.

O modelo utilizado neste trabalho está baseado numa bacia típica brasileira, a Bacia do Tacutu foi escolhida como modelo, por ser uma bacia intracratônica, com geometria semelhante ao modelo teórico e de potencial petrolífero pouco explorado.

A Bacia do Tacutu está localizada na fronteira entre o Estado de Roraima, no Brasil, e o Distrito de Rupununi, na República Cooperativa da Guiana, conforme ilustra a figura 2.1. Segundo Eiras e Kinoshita (1990), esta bacia sedimentar de idade Mesozóica se desenvolveu como um rifte intracontinental na parte central da região cratônica correspondente ao Escudo das Guianas. O arcabouço sedimentar dessa bacia compreende rochas sedimentares e vulcano-sedimentares.



Figura 2.1 – Localização da Bacia do Tacutu no Brasil.

Fonte: Modificado de Wanderley Filho et al. (2005).

A Bacia sedimentar do Tacutu, de idade Mesozóica, desenvolveu-se como um rifte intracontinental, com alongamento na direção NE-SO de aproximadamente 300 km de comprimento e largura entre 30 e 50 km (EIRAS ; KINOSHITA, 1987). Segundo a classificação de Klemme (1980), a Bacia do Tacutu é do tipo III, definida como um rifte cratônico, que tem de pequeno a médio porte, linear e falhada, podendo ou não representar uma área de espalhamento do assoalho oceânico incipiente. O gráben do Tacutu encontra-se inserido na região central do Cráton Escudo das Guianas, na fronteira entre o estado brasileiro de Roraima e o distrito de Rupununi na Guiana, conforme ilustra a Figura 2.2.



Figura 2.2– Mapa do Cráton Escudo das Guianas com o gráben do Tacutu.

Os limites do gráben são facilmente identificados: pelos afloramentos de basalto existentes a nordeste, nas Colinas de Toucan - Guiana, e a sudoeste, na Serra de Nova Olinda-Brasil; pelas falhas normais Lethem e do Kanuku, que determinam o limite sudeste; a noroeste, o limite é definido pelas falhas normais do Surumu e do Maú. Esses limites estão ilustrados na Figura 2.3.

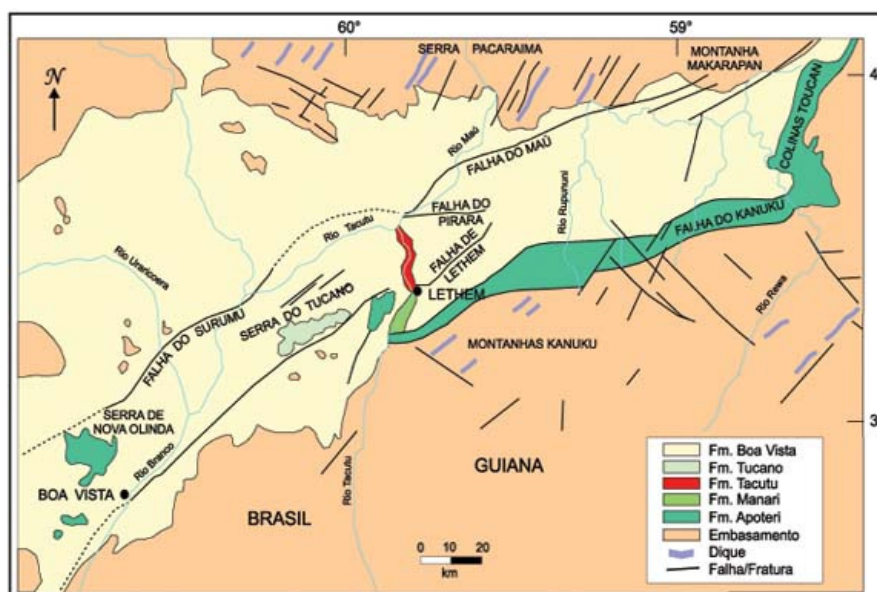


Figura 2.3– Mapa geológico da Bacia do Tacutu.

O arcabouço estratigráfico da bacia compreende rochas sedimentares e vulcano-sedimentares, sendo caracterizada por quatro seqüências deposicionais:

Seqüência basal A - fase pré-rifte, que envolve os basaltos do jurássico das Formações Apoteri e os siltitos de ambiente lacustre da Formação Manari;

Seqüência B - fase rifte "ativo", ocorrendo intenso estiramento mecânico da crosta, sendo caracterizada pela Formação Pirara e por leques de borda no sudeste da bacia;

Seqüência C - representa a fase rifte "passivo", onde ocorre a diminuição gradativa do estiramento crustal, e posteriormente o assoreamento e formação do rifte. Compreende os clásticos de ambiente aluvial e deltáltico das Formações Tacutu e Tucano, além de possíveis leques de borda;

Seqüência D - fase pós-rifte, com a deposição de sedimentos clásticos após erosão do cráton no Plioceno representada pela Formação Boa Vista e Savanas do Norte na Guiana. A seguir temos a figura 2.3 com a carta estratigráfica da Bacia do Tacutu.

As figuras 2.4 e 2.5 representam a secção geológica da bacia do Tacutu e a Carta Estratigráfica da bacia respectivamente

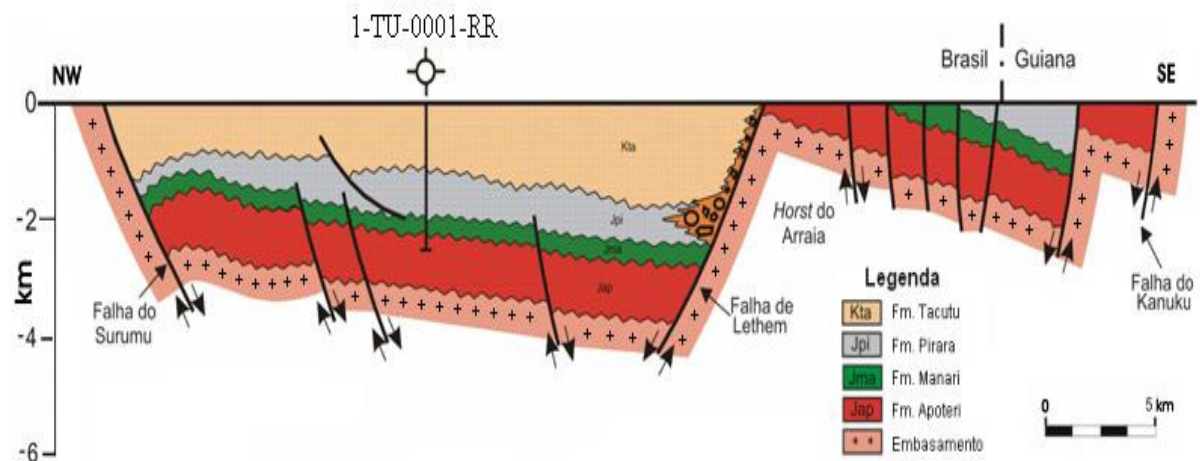


Figura 2.4. Seção geológica da Bacia do Tacutu.

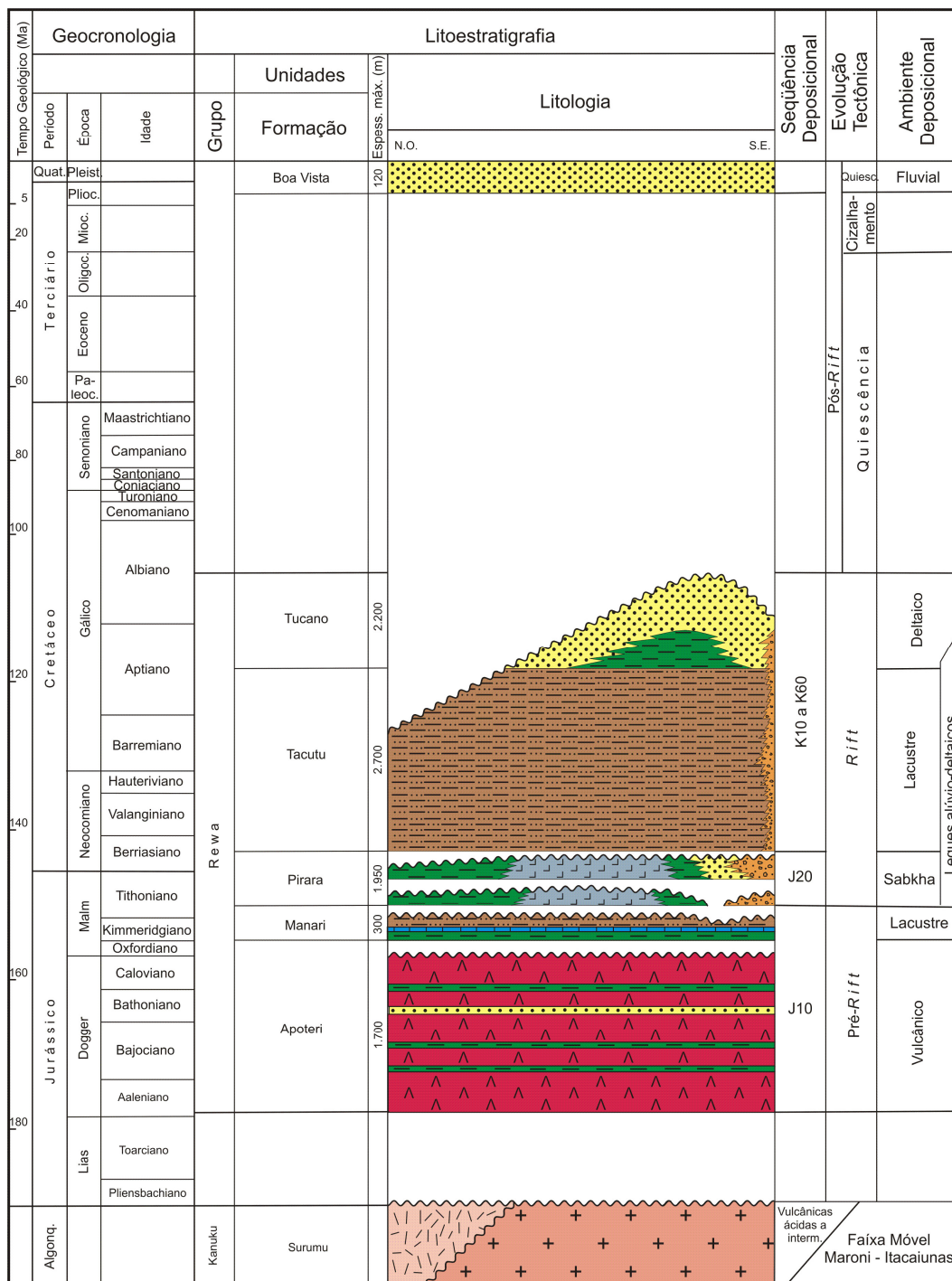


Figura 2.4 – Carta estratigráfica da Bacia do Tacutu.

Fonte: Modificado do Boletim de Geociências da Petrobras S/A (1994).

3. MODELO SÍSMICO DE REFLEXÃO

3.1. EQUAÇÕES TEMPO-PERCURSO

Nesta seção apresentamos a equação acoplada t - x para o tempo de transito das reflexões primarias obtidas a partir da expressão para o tempo de trânsito “hiperbólico” resultante da expansão em série de Taylor ate segundo termo da equação de transito desacoplado $x(p)$ e $t(p)$.

Para uma fonte S e um receptor G (Figura 3.1) separadas pela distância x sobre a superfície do modelo, o tempo de trânsito de uma onda primária refletida da N -ésima interface é designada por $t(p)$ e expressa na seguinte forma paramétrica (o tempo em cada camada é contada duas vezes $v_k = v_{2N+1-k}$ e $\Delta t_k = \Delta t_{2N+1-k}$):

$$x(p) = 2 \sum_{k=1}^N \frac{v_k^2 \Delta t_k p}{\sqrt{1 - v_k^2 p^2}} \quad (3.1)$$

e

$$t(p) = 2 \sum_{k=1}^N \frac{\Delta t_k}{\sqrt{1 - v_k^2 p^2}}. \quad (3.2)$$

O parâmetro horizontal do raio p é dado por $p = \sin \theta_k / v_k$, onde θ_k é o ângulo de incidência vertical, v_k é a velocidade e Δt_k é o tempo vertical simples na camada k (SLOTNICK, 1959). Estas equações não definem exatamente uma hipérbole ou uma parábola para T versus x , porém formas aproximadas a estas duas.

O que se deseja é uma expressão $t(p)$ em função da distância x , acoplando $t(p)$ e $x(p)$. Para o caso de reflexão da primeira interface horizontal, p é naturalmente eliminado, e a curva de tempo de trânsito é hiperbólica é dada por:

$$t^2(x) = T^2(0) + \frac{x^2}{v_1^2}. \quad (3.3)$$

onde

$$t(0) = 2 \frac{z_1}{v_1}.$$

A velocidade v_1 acima do primeiro refletor é computável a partir da hipérbole, uma vez que $1/v_1^2$ corresponde a inclinação da linha reta quando se plota t^2 versus x^2 .

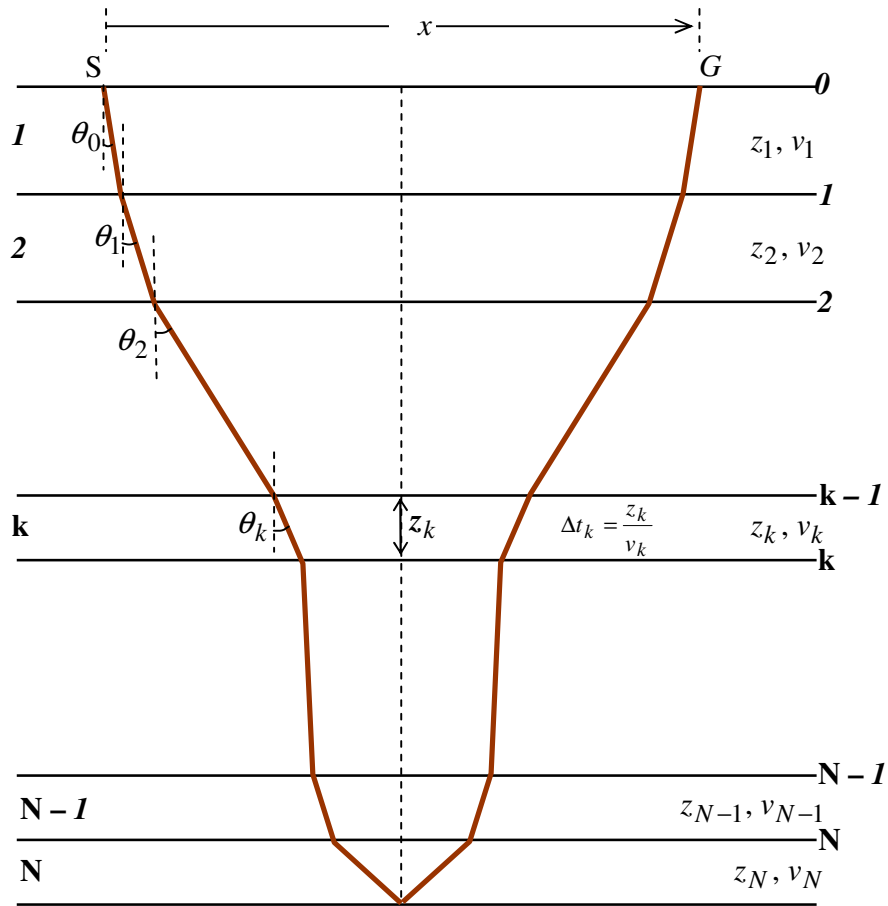


Figura 3.1. Modelo de camadas plano-horizontais, homogêneas, isotrópicas, onde estão indicadas: a fonte (S), o sensor (G), a velocidade (v_k), a espessura (z_k) o tempo de trânsito vertical (Δt_k) e o ângulo de incidência vertical (θ_k), as camadas ($1, 2, k, N-1$ e N)

A quantidade $V_{(m)}^{1/m}$ designa uma média ponderada das velocidades segundo a forma:

$$V_{(m)}^{1/m} = \left[\frac{2}{T(0)} \sum_{i=1}^N v_i^m \Delta t_i \right]^{1/m}.$$

Em particular, para $m=2$, tem-se que:

$$V_{(2)}^{1/2} = \left[\frac{2}{T(0)} \sum_{i=1}^N v_i^2 \Delta t_i \right]^{1/2} = V_{RMS}. \quad (3.19)$$

O parâmetro V_{RMS} é geralmente como velocidade RMS (raiz-média-quadrática) e $1/V_{RMS}^2$ é a inclinação da curva $t^2 - x^2$. A aproximação mais utilizada é dada por:

$$t^2(x) \cong C_0 + C_1 x^2, \quad (3.20)$$

uma vez que a precisão é considerada suficiente para os trabalhos práticos.

Da equação (3.19) observa-se que a V_{RMS} difere da velocidade média V_A dada por:

$$V_A = \frac{2}{T(0)} \sum_{i=1}^N v_i \Delta t_i = \frac{2}{T(0)} \sum_{i=1}^N z_i = \frac{2z}{T(0)},$$

que relaciona o tempo do percurso vertical para um refletor na profundidade z em um meio horizontalmente estratificado. Da derivação acima, o tempo ao quadrado, $t^2(x)$, é expandido com base em velocidades média-ponderada tomada ao longo do percurso vertical dado para $x=0$ (Dix, 1955).

De forma prática no método da reflexão sísmica, o que se busca é transformar $t(p)$ e $x(p)$ para se obter uma expressão conjunta e natural na forma $t(x)$. Para isto, considerou-se a forma hiperbólica para expressar na forma mais simples:

$$t(x) = \sqrt{T^2(0) + \frac{x^2}{V_{RMS}^2}}. \quad (3.21)$$

A inclinação da função $t(x)$ no plano $t^2(x)$ é a vagarosidade horizontal $p = p(x)$

$$\frac{d(T^2)}{d(x^2)} = \frac{1}{V_{RMS}^2}. \quad (3.22)$$

O o ângulo de incidência (θ_1), a partir da lei de Snellius ($p = \sin \theta/v$) e da equação (3.22) é dado por:

$$\sin \theta_1 = v_1 \frac{dT(x)}{dx} = \frac{v_1 x}{V_{RMS}^2 T(x)}, \quad (3.23)$$

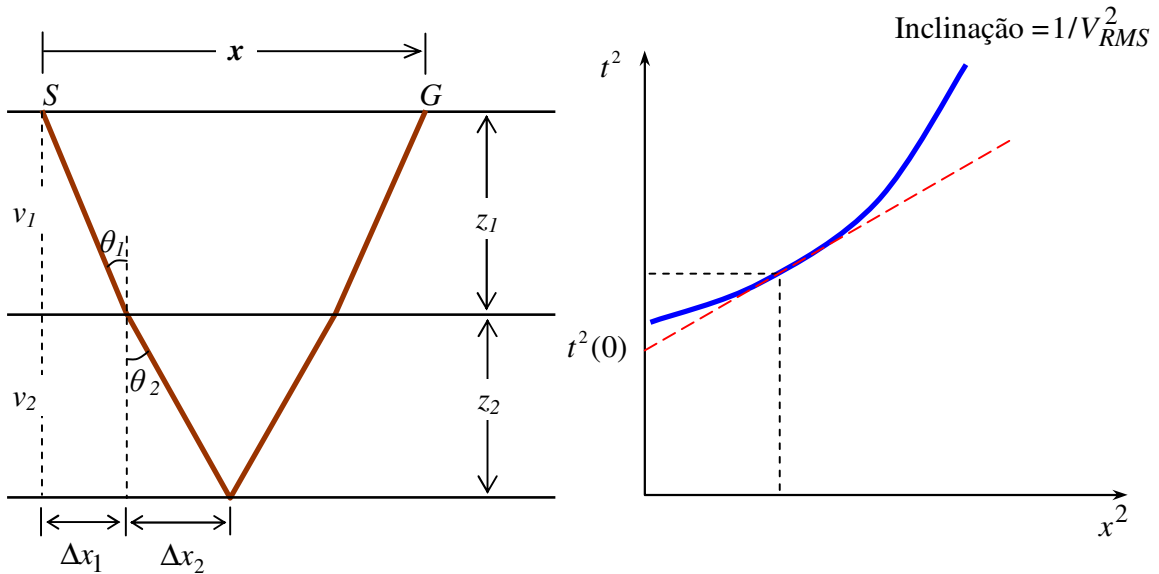


Figura 3.2. Detalhes geométricos para obtenção da fórmula da velocidade RMS V_{RMS} para o caso de duas camadas. (a) Trajetória do raio de reflexão. (b) Curva $t^2 - x^2$.

Sendo Δt_i considerado um intervalo de tempo, e aproximadamente o tempo vertical simples através da i -ésima camada por manter x pequeno, tem-se que:

$$\begin{aligned} \frac{1}{2}x &= \Delta x_1 + \Delta x_2 = z_1 \tan \theta_1 + z_2 \tan \theta_2 \\ &\approx v_1 \Delta t_1 \sin \theta_1 + v_2 \Delta t_2 \sin \theta_2 \\ &\approx (v_1^2 \Delta t_1 + v_2^2 \Delta t_2) \sin \theta_1 / v_1 \\ &\approx (v_1^2 \Delta t_1 + v_2^2 \Delta t_2) t(x). \end{aligned}$$

Uma vez que $t(x) \approx 2(\Delta t_1 + \Delta t_2)$, tem-se o resultado:

$$V_{RMS}^2 \approx \frac{\sum_{i=1}^2 v_i^2 \Delta t_i}{\sum_{i=1}^2 \Delta t_i}. \quad (3.24)$$

Essa equação pode ser generalizada para n camadas plano-horizontais resultando na equação clássica:

$$t^2(x) \approx t^2(0) + x^2/V_{RMS}^2, \quad (3.25)$$

onde V_{RMS}^2 é dada pela equação anterior (3.24).

3.2. DIVERGÊNCIA ESFÉRICA NUM MEIO PLANO-ESTRATIFICADO.

A atenuação da amplitude por divergência esférica é um conceito básico nas aplicações práticas da sismica, e o resultado da aplicação desta correção leva ao chamadas verdadeiras amplitudes.

Para entender parte do fenómeno físico, a descrição do modelo inicia com um sistema formado por uma seqüência de camadas plano-horizontais, homogêneas e isotrópicas.

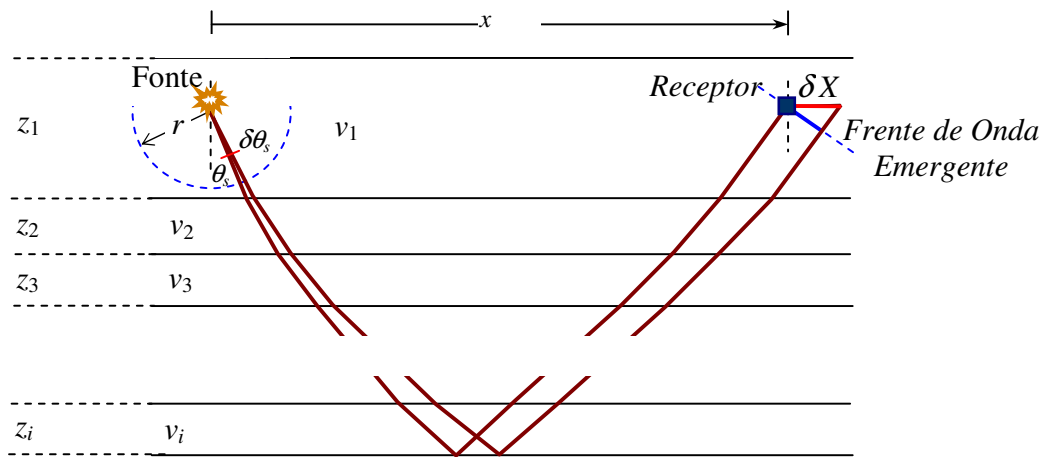


Figura 3.3 Geometria da trajetória do raio para a determinação do fator de divergência. θ_s é o ângulo de partida do feixe de raios contidos em $\delta\theta_s$ (GUTENBERG, 1936).

Para descrição do efeito da divergência em afastamento arbitrário, seguimos o desenvolvimento de Gutenberg (1936) como apresentado no Apêndice 1 para o modelo de camadas horizontais. A função atenuação $D(x, \theta)$, denominada também de fator de divergência esférica, é dada pela seguinte expressão:

$$D(x, \theta) = \frac{1}{\tan \theta_1} \left(x^2 + 2x \sum_{i=1}^n z_i \tan^3 \theta_i \right)^{1/2}, \quad (3.26)$$

estando as quantidades envolvidas ilustradas na Figura 3.3. Temos que a equação $x = 2 \sum_{i=1}^n z_i \tan \theta_i$ expressa o afastamento fonte-receptor; θ_i o ângulo de incidência vertical na i -ésima camada e z_i e a espessura da camada cuja interface inferior é a i -ésima.

Nesta equação, o afastamento x e os ângulos θ_i estão relacionados através da lei de Snellius e dos parâmetros físicos do modelo. Para qualquer modelo particular, a especificação do ângulo inicial de incidência com a vertical determina x e os ângulos de incidência nas camadas intermediárias. A determinação para o afastamento x em $D(x, \theta)$, para qualquer distância específica, pode ser obtida através da técnica de traçamento de raio, tais como as usadas nos métodos de modelagem numérica da sísmica.

Neste trabalho, concentramos nossa atenção na estratificação plano-horizontal uma vez que este caso leva a soluções analíticas simples para os fatores de divergência e por ser a base do método de correção de sobre-tempo-normal (NMO). Tal modelo é provavelmente adequado por razões de rotina de trabalho. Uma vez que saíamos dessa simplicidade básica, por introduzir mergulho e curvatura para as interfaces, as vantagens da simetria cilíndrica são perdidas. No entanto, os fatores de divergência podem ainda ser calculadas pelo método de traçamento de raio, e por considerações da razão entre as áreas das superfícies das frentes de onda incidente e emergente, e isto pode ser calculado para um modelo 2D ou 3D.

4 MÉTODO DA REFLETIVIDADE

4.1. POTENCIAIS DE DESLOCAMENTO P-SV E SH

A propagação de ondas sísmicas segue a descrição de um campo vetorial, e o princípio empregado para a descrição do campo vetorial total é através das suas componentes ortogonais. Estas componentes são, por sua vez, descritas por potenciais que por derivadas espaciais permitem o cálculo das respectivas componentes.

Um dos problemas mais interessantes na elastodinâmica é o cálculo do vetor deslocamento $\mathbf{u}(\mathbf{x}, t)$ devido a uma força pontual aplicada (unidirecional e/ou multidirecional) num ponto fixo de um volume, porém com a intensidade da força variando com o tempo. Para esta descrição podemos seguir Aki e Richards (1980).

A equação a ser resolvida para \mathbf{u} , na forma de componentes, é dada por:

$$\rho \ddot{u}_i = g_i + (\lambda + \mu) u_{j,ji} + \mu u_{i,jj}$$

e na forma vetorial por:

$$\rho \ddot{\mathbf{u}} = \mathbf{g} + (\lambda + 2\mu) \nabla(\nabla \cdot \mathbf{u}) - \mu \nabla \times (\nabla \times \mathbf{u}), \quad (4.7)$$

onde \mathbf{g} representa as forças internas presente no corpo, sendo a gravitacional a mais real que podemos exemplificar.

O teorema de Lamé-Helmholtz é aplicado para decompor os campos \mathbf{u} e \mathbf{g} em componentes escalares e vetoriais denominados de potenciais de deslocamento. De uma forma geral, a força interna \mathbf{g} e os valores iniciais de velocidade $\dot{\mathbf{u}}$ e deslocamento \mathbf{u} são expressos em termos dos potenciais escalares e vetoriais da forma (Φ, A, C) e $(\Psi, \mathbf{B}, \mathbf{D})$ seguindo:

$$\mathbf{g} = \nabla\Phi + \nabla \times \Psi; \quad \dot{\mathbf{u}}(\mathbf{x}, 0) = \nabla A + \nabla \times \mathbf{B}; \quad \mathbf{u}(\mathbf{x}, 0) = \nabla C + \nabla \times \mathbf{D}. \quad (4.8)$$

Os potenciais vetoriais são submetidos as condições de divergência nula para que a decomposição tenha unicidade:

$$\nabla \cdot \Psi = 0, \quad \nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad \nabla \cdot \mathbf{D} = 0. \quad (4.9)$$

O teorema de Lamé-Helmholtz diz que existem potenciais ϕ e ψ para o vetor deslocamento \mathbf{u} com as quatro propriedades seguintes:

$$(i) \quad \mathbf{u} = \nabla\phi + \nabla \times \psi, \quad (4.10a)$$

$$(ii) \quad \nabla \cdot \psi = 0, \quad (4.10b)$$

$$(iii) \quad \ddot{\phi} = \frac{\Phi}{\rho} + \alpha^2 \nabla^2 \phi \quad \text{com} \quad \alpha^2 = \frac{\lambda + 2\mu}{\rho}, \quad (4.10c)$$

$$(iv) \quad \ddot{\boldsymbol{\psi}} = \frac{\boldsymbol{\Psi}}{\rho} + \beta^2 \nabla^2 \boldsymbol{\psi} \quad \text{com} \quad \beta^2 = \frac{\mu}{\rho}. \quad (4.10d)$$

$\nabla\phi$ e $\nabla \times \boldsymbol{\psi}$ são chamados de componentes da onda P e onda S de \boldsymbol{u} , respectivamente. Identidades vetoriais usadas para tal demonstração são as seguintes: o Laplaciano vetorial, o rotacional da divergência e a divergência do rotacional:

$$\nabla^2 \boldsymbol{V} \equiv \nabla(\nabla \cdot \boldsymbol{V}) - \nabla \times (\nabla \times \boldsymbol{V}), \quad \nabla \times (\nabla \Phi) \equiv \boldsymbol{0}, \quad \nabla \cdot (\nabla \times \boldsymbol{V}) \equiv 0.$$

Partindo das relações anteriores, a equação (4.10a) é transformada para uma representação prática, com a decomposição do campo \boldsymbol{u} em termos dos potenciais escalares $(\phi, \boldsymbol{\psi}, \boldsymbol{\chi})$ que representam separadamente as ondas P, SV e SH, respectivamente, nas formas:

$$\boldsymbol{g} = \nabla\Phi + \nabla \times \nabla \times (0,0, \boldsymbol{\Psi}) + \nabla \times (0,0, \boldsymbol{X}), \quad (4.11a)$$

$$\boldsymbol{u} = \nabla\phi + \nabla \times \nabla \times (0,0, \boldsymbol{\psi}) + \nabla \times (0,0, \boldsymbol{\chi}), \quad (4.11b)$$

onde houveram as modificações para:

$$\nabla \times \boldsymbol{\Psi} = \nabla \times \nabla \times (0,0, \boldsymbol{\Psi}) + \nabla \times (0,0, \boldsymbol{X}) \quad \text{e} \quad \nabla \times \boldsymbol{\psi} = \nabla \times \nabla \times (0,0, \boldsymbol{\psi}) + \nabla \times (0,0, \boldsymbol{\chi}),$$

convenientes para tratar separadamente as ondas P, SV e SH como obtido em (4.36) a diante, e simplificado à forma clássica $\ddot{\phi} = c^2 \nabla^2 \phi$.

Um meio homogêneo por partes é definido com aquele composto por diferentes regiões cada uma das quais é homogênea. Uma interface plano-horizontal entre dois meios homogêneos leva ao acoplamento das ondas planas P e SV, e a onda SH se propaga independentemente. Sendo assim, iniciando com o Teorema de Lamé, as equações de onda nas formas:

$$\ddot{\phi} = \Phi / \rho + \alpha^2 \nabla^2 \phi \quad (4.12a)$$

e

$$\ddot{\boldsymbol{\psi}} = \boldsymbol{\Psi} / \rho + \beta^2 \nabla^2 \boldsymbol{\psi}, \quad (4.12b)$$

são satisfeitas por potenciais relacionados ao deslocamento \boldsymbol{u} e as forças internas \boldsymbol{g} através de:

$$\boldsymbol{u} = \nabla\phi + \nabla \times \boldsymbol{\psi}, \quad \boldsymbol{g} = \nabla\Phi + \nabla \times \boldsymbol{\Psi}, \quad \text{com} \quad \nabla \cdot \boldsymbol{\psi} = 0, \quad \nabla \cdot \boldsymbol{\Psi} = 0. \quad (4.13a, b, c, d)$$

Decompondo o deslocamento vetorial $\boldsymbol{\psi}$ em SH e SV, as equações de onda (4.12a) e (4.12b) acima, são equivalentes a três equações escalares fisicamente interpretáveis pela polarização do movimento da partícula nos modelos plano-horizontais:

$$\boldsymbol{\psi} = \nabla \times \nabla \times (0,0, \boldsymbol{\psi}) + \nabla \times (0,0, \boldsymbol{\chi}), \quad (4.14)$$

$$(onda P) \quad \ddot{\phi} = \Phi / \rho + \alpha^2 \nabla^2 \phi, \quad (4.15a)$$

$$\text{(onda SV)} \quad \frac{d^2}{dt^2}(\nabla \times \boldsymbol{\psi})_z = \frac{1}{\rho}(\nabla \times \boldsymbol{\Psi})_z + \nabla^2[(\nabla \times \boldsymbol{\psi})_z], \quad (4.15b)$$

$$\text{(onda SH)} \quad \ddot{\psi}_z = \Psi_z / \rho + \nabla^2 \psi_z. \quad (4.15c)$$

Considerando ausência de forças internas ($\mathbf{g}=0$), a partir de (4.15) qualquer deslocamento pode ser decomposto em três tipos de deslocamentos; ou seja, aqueles nos quais duas das três funções ϕ , $(\nabla \times \boldsymbol{\psi})_z$, ψ_z se anulam em qualquer parte, como descrito a seguir.

Para deslocamento puro correspondendo a polarização da onda P se escolhe $(\nabla \times \boldsymbol{\psi})_z = 0$ e $\psi_z = 0$, e $\phi \neq 0$. Estas ondas são caracterizadas por $\nabla \cdot \mathbf{u} \neq 0$, porém $\nabla \times \mathbf{u} = 0$. O deslocamento da partícula é dada por:

$$\mathbf{u}^P = \nabla \phi. \quad (4.16)$$

Onde, em coordenadas Cartesianas,

$$\mathbf{u}^P = \nabla \phi = \frac{\partial \phi}{\partial x} \vec{i} + \frac{\partial \phi}{\partial y} \vec{j} + \frac{\partial \phi}{\partial z} \vec{k}, \quad (4.17)$$

e em coordenadas circular-cilíndricas,

$$\mathbf{u}^P = \nabla \phi = \left(\frac{\partial \phi}{\partial r} + \frac{\phi}{r} \right) \hat{r} + \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \phi}{\partial \theta} \right) \hat{\theta} + \left(\frac{\partial \phi}{\partial z} \right) \hat{z}. \quad (4.18)$$

A equação de onda permanece a de número (4.15a) porque nenhuma mudança foi realizada na definição do potencial de deslocamento ϕ .

4.2. DECOMPOSIÇÃO DA ONDA ACÚSTICA.

Devido a importância da equação da onda na forma cústica, a seguir apresentamos a sequência lógica da desacoplação da equação da onda na forma vetorial para a forma acústica de potenciais de deslocamento.

Para deslocamento puro correspondente a polarização da onda SV, se escolhe $\phi = 0$, $\psi_z = 0$. Uma vez que $\nabla \cdot \boldsymbol{\psi} = 0$, isto significa que $\partial \psi_x / \partial x + \partial \psi_y / \partial y = 0$, e sob esta condição pode-se considerar a existência de uma função M tal que $\psi_x = \partial M / \partial y$, $\psi_y = -\partial M / \partial x$, de modo que:

$$\frac{\partial \psi_x}{\partial x} + \frac{\partial \psi_y}{\partial y} = \frac{\partial^2 M}{\partial x \partial y} - \frac{\partial^2 M}{\partial x \partial y} = 0, \quad (4.19)$$

ou seja,

$$\boldsymbol{\psi} = \nabla \times (0, 0, M). \quad (4.20)$$

Isto vem do fato de que para um vetor $\vec{V} = V_x \vec{i} + V_y \vec{j} + V_z \vec{k}$, o rotacional é dado por:

$$\nabla \times \vec{V} = \left(\frac{\partial V_z}{\partial y} - \frac{\partial V_y}{\partial z} \right) \vec{i} + \left(\frac{\partial V_x}{\partial z} - \frac{\partial V_z}{\partial x} \right) \vec{j} + \left(\frac{\partial V_y}{\partial x} - \frac{\partial V_x}{\partial y} \right) \vec{k} \quad (4.21)$$

que para o vetor $\vec{V} = 0\vec{i} + 0\vec{j} + M\vec{k}$, o rotacional é dado por:

$$\nabla \times \vec{V} = \left(\frac{\partial M}{\partial y} \right) \vec{i} + \left(-\frac{\partial M}{\partial x} \right) \vec{j}. \quad (4.22)$$

É usual escrever M como simplesmente o escalar ψ . Desta forma, a equação (4.13a) é escrita como:

$$\mathbf{u}^{SV} = \nabla \phi + \nabla \times \boldsymbol{\psi} = \nabla \times \nabla \times (0, 0, \psi). \quad (4.23)$$

No sistema Cartesiano:

$$\mathbf{u}^{SV} = \nabla \times \nabla \times (0, 0, \psi) = \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial z \partial x} \right) \vec{i} + \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial z \partial y} \right) \vec{j} + \left(-\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} \right) \vec{k}. \quad (4.24)$$

No sistema circular-cilíndrico:

$$\mathbf{u}^{SV} = \nabla \times \nabla \times (0, 0, \psi) = \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \psi_z}{\partial r} - \frac{\partial \psi_\theta}{\partial z} \right) \hat{r} + \left(\frac{\partial \psi_r}{\partial z} - \frac{\partial \psi_z}{\partial r} \right) \hat{\theta} + \left(\frac{\partial \psi_\theta}{\partial r} + \frac{\phi_\theta}{r} - \frac{1}{r} \frac{\partial \psi_r}{\partial \theta} \right) \hat{z} \quad (4.25)$$

Como para estes deslocamentos $\nabla \cdot \mathbf{u} = 0$ e $(\nabla \times \mathbf{u})_z = 0$, as ondas SV caem nesta categoria. A equação de onda (4.15b) é para ser modificada, uma vez que a seguinte substituição deve ser feita:

$$(\nabla \times \boldsymbol{\psi})_z = [\nabla \times \nabla \times (0, 0, \boldsymbol{\psi})]_z = \mathbf{u}^{SV} \Big|_z. \quad (4.26)$$

Fazendo a inversão das operações $\nabla \times \nabla \times$, $\nabla^2 = \nabla \cdot \nabla$ e $\partial^2 / \partial t^2$ em (4.15b), resulta em:

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} (\nabla \times \boldsymbol{\psi})_z = \frac{\partial^2}{\partial t^2} [\nabla \times \nabla \times (0, 0, \boldsymbol{\psi})]_z = [\nabla \times \nabla \times (0, 0, \ddot{\boldsymbol{\psi}})]_z = \nabla^2 [(\nabla \times \boldsymbol{\psi})_z], \quad (4.27)$$

o que simplifica para:

$$(\ddot{\boldsymbol{\psi}})_z = (\nabla^2 \boldsymbol{\psi})_z, \quad (4.28)$$

equivalente a:

$$\ddot{\boldsymbol{\psi}} = \beta^2 \nabla^2 \boldsymbol{\psi}. \quad (4.29)$$

Para deslocamento puro correspondente a polarização da onda SH, envolve $\phi = 0$, $(\nabla \times \boldsymbol{\psi})_z = 0$. Portanto, $\nabla \cdot \mathbf{u} = \nabla \cdot (\nabla \phi + \nabla \times \boldsymbol{\psi}) = \nabla \cdot (\nabla \times \boldsymbol{\psi}) = 0$ e $\mathbf{u}_z = 0$, tal que o deslocamento aqui é como $\boldsymbol{\psi}$ em (4.15). Uma vez que $\nabla \cdot \mathbf{u} = 0$, significa que $\partial u_x / \partial x + \partial u_y / \partial y = 0$, e sob esta condição pode-se considerar a existência de uma função M tal que $u_x = \partial M / \partial y$, $u_y = -\partial M / \partial x$, de modo que:

$$\frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_y}{\partial y} = \frac{\partial^2 M}{\partial x \partial y} - \frac{\partial^2 M}{\partial x \partial y} = 0. \quad (4.30)$$

É usual escrever M como simplesmente o escalar χ ; ou seja, existe uma função χ tal que $\mathbf{u} = \nabla \times (0, 0, \chi)$. Fazendo $u_1 = u_2 = 0$ e $u_3 = \chi$ no rotacional:

$$\nabla \times \bar{\mathbf{u}} = \left(\frac{\partial u_3}{\partial x_2} - \frac{\partial u_2}{\partial x_3} \right) \bar{i} + \left(\frac{\partial u_1}{\partial x_3} - \frac{\partial u_3}{\partial x_1} \right) \bar{j} + \left(\frac{\partial u_2}{\partial x_1} - \frac{\partial u_1}{\partial x_2} \right) \bar{k} = \left(\frac{\partial \chi}{\partial x_2} \right) \bar{i} + \left(-\frac{\partial \chi}{\partial x_1} \right) \bar{j} \quad (4.31)$$

$$\mathbf{u}^{SH} = \nabla \times (0, 0, \chi). \quad (4.32)$$

No sistema Cartesiano:

$$\mathbf{u}^{SH} = \nabla \times (0, 0, \chi) = \left(\frac{\partial^2 \boldsymbol{\psi}}{\partial z \partial x} \right) \bar{i} + \left(\frac{\partial^2 \boldsymbol{\psi}}{\partial z \partial y} \right) \bar{j} + \left(-\frac{\partial^2 \boldsymbol{\psi}}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 \boldsymbol{\psi}}{\partial y^2} \right) \bar{k}. \quad (4.33)$$

No sistema circular-cilíndrico:

$$\mathbf{u}^{SH} = \nabla \times (0, 0, \chi) = \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \chi_z}{\partial r} - \frac{\partial \chi_\theta}{\partial z} \right) \hat{r} + \left(\frac{\partial \chi_r}{\partial z} - \frac{\partial \chi_z}{\partial r} \right) \hat{\theta} + \left(\frac{\partial \chi_\theta}{\partial r} + \frac{\chi_\theta}{r} - \frac{1}{r} \frac{\partial \chi_r}{\partial \theta} \right) \hat{z}. \quad (4.34)$$

Esse deslocamento é do tipo SH sendo caracterizado por $(\nabla \times \mathbf{u})_z = 0$, $\mathbf{u}_z = 0$, $\nabla \cdot \mathbf{u} = 0$. A equação de onda (4.15c) é para ser pouco modificada, uma vez que a seguinte substituição deve ser feita $\psi_z = \chi$:

$$\ddot{\chi} = \beta^2 \nabla^2 \chi. \quad (4.35)$$

Resumindo, na ausência de forças internas, as equações das ondas P, SV e SH na forma de potenciais escalares são dadas por:

$$(P:) \quad \ddot{\phi} = \alpha^2 \nabla^2 \phi, \quad (4.36a)$$

$$(SV:) \quad \ddot{\psi} = \beta^2 \nabla^2 \psi, \quad (4.36b)$$

$$(SH:) \quad \ddot{\chi} = \beta^2 \nabla^2 \chi. \quad (4.36c)$$

Semelhantemente aos três tipos de onda em (4.15) descritas por potenciais escalares (ϕ, ψ, χ) , o vetor \mathbf{g} também pode ter uma decomposição em termos de potenciais escalares (Φ, Ψ, X) na forma:

$$\mathbf{g} = \nabla \Phi + \nabla \times \nabla \times (0, 0, \Psi) + \nabla \times (0, 0, X). \quad (4.37)$$

As equações de onda P, SV e SH com a contribuição das forças internas são dadas, respectivamente, por:

$$\ddot{\phi} = \Phi / \rho + \alpha^2 \nabla^2 \phi, \quad \ddot{\psi} = \Psi / \rho + \beta^2 \nabla^2 \psi, \quad \ddot{\chi} = X / \rho + \beta^2 \nabla^2 \chi \quad (4.38a,b,c)$$

Para descrever a tensão-deslocamento-rotação das partículas de um sólido é utilizada uma porção infinitesimal de matéria no interior de um tetraedro como na Figura 4.3

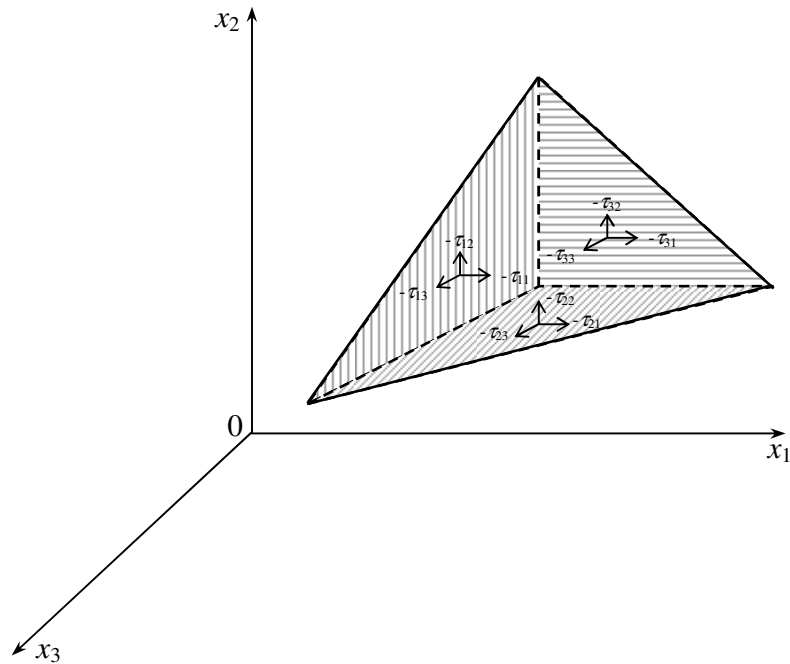


Figura 4.3. Figura de um tetraedro com a distribuição de componentes do tensor-tensão perpendicular (τ_{ii}) e transversal (τ_{ij}) às faces. Semelhante representação é feita para o tensor-deformação (e_{ij}).

A descrição entre tensão-deformação linear para meios anisotrópicos é feita com base na lei de Hooke generalizada que corresponde à relação entre tensão (τ_{ij}) e deformação linear (e_{ij}) nos sólidos na forma:

$$\tau_{ij} = c_{ijpq} e_{pq}, \quad (4.39)$$

onde c_{ijpq} são os coeficientes independentes e anisotrópicos de linearidade, e permite a existência de 81 coeficientes. Esta relação matemática é descrita como uma transformação tensorial cartesiana do segundo tipo (BULLEN, 1959). O tensor-tensão τ_{ij} (Figura 4.3) também obedece a uma transformação do segundo tipo na forma:

$$\tau_{pq} = a_{ip} a_{qi} \tau_{ij}. \quad (4.40)$$

A simetria do tensor-tensão é $\tau_{ji} = \tau_{ij}$, o que faz $c_{jipq} = c_{ijpq}$. A simetria do tensor-deformação é $e_{qp} = e_{pq}$, o que faz $c_{ijqp} = c_{ijpq}$. A simetria do coeficiente é $c_{pqij} = c_{ijpq}$ com base em

argumentações da termodinâmica. Com estas simetrias os coeficientes c_{ijpq} são reduzidos de 81 para 21 coeficientes.

Considerando um meio isotrópico, é demonstrado que a relação tensão-deformação simplifica c_{ijpq} para:

$$c_{ijpq} = \lambda \delta_{ij} \delta_{pq} + \mu (\delta_{ip} \delta_{jq} + \delta_{iq} \delta_{jp}), \quad (4.41)$$

o que envolve apenas duas constantes independentes λ e μ , conhecidos como constantes de Lamé. As quantidades δ_{ij} são os deltas de Kronecker. A relação tensão-deformação passa à forma conveniente:

$$\tau_{ij} = \lambda \theta \delta_{ij} + 2\mu e_{ij}, \quad (4.42)$$

onde

$$\theta = \nabla \cdot \vec{u} = \frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_y}{\partial y} + \frac{\partial u_z}{\partial z} \quad (4.43)$$

é denominado de divergência esférica.

O tensor-deformação é descrito em termos da tensão infinitesimal pelas componentes na forma:

$$e_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right). \quad (4.44)$$

O tensor-rotação é descrito semelhantemente pelas componentes do rotacional na forma:

$$\xi_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right). \quad (4.45)$$

A equação de onda na forma de componentes para tensão-deslocamento é dada por:

$$\rho \ddot{u}_i = g_i + \tau_{ij,j}, \quad (4.46)$$

que pode ser reescrita para a forma de deslocamento substituindo τ_{ij} por $c_{ijpq} e_{ij}$, onde aparece naturalmente a parte da rotação ξ_{ij} . Nesta nomenclatura Levi-Cevitá, o índice que se repete, dev ser somado.

4.3. SOLUÇÃO DA EQUAÇÃO DE ONDA ESCALAR

O problema geofísico corresponde naturalmente ao caso tridimensional. No entanto, pela descrição do modelo a função de Green para uma fonte pontual é descrita no sistema circular-cilíndrico (r, ϕ, z) ilustrado na Figura 4.4. Continuando com os três potenciais escalares (ϕ, ψ, χ) representando as ondas P, SV e SH, respectivamente, o deslocamento elástico ideal para um corpo homogêneo passa a ser expresso pelas equações diferenciais parciais dos seus potenciais. Segundo o método de separação de variáveis, as soluções gerais podem ser obtidas por uma superposição de soluções básicas na forma:

$$f(\mathbf{r}, z, \theta) = R(r)Z(z)\Phi(\varphi)e^{-i\omega t}, \quad (4.47)$$

$$\ddot{\phi} = \alpha^2 \nabla^2 \phi; \quad \phi(\mathbf{r}, \omega) = J_m(kr)e^{im\varphi}(Ae^{-\gamma z} + Be^{\gamma z})e^{-i\omega t}, \quad (4.48a)$$

$$\ddot{\psi} = \beta^2 \nabla^2 \psi; \quad \psi(\mathbf{r}, \omega) = J_m(kr)e^{im\varphi}(Ce^{-\nu z} + De^{\nu z})e^{-i\omega t}, \quad (4.48b)$$

$$\ddot{\chi} = \beta^2 \nabla^2 \chi; \quad \chi(\mathbf{r}, \omega) = J_m(kr)e^{im\varphi}(Ee^{-\nu z} + Fe^{\nu z})e^{-i\omega t}. \quad (4.48c)$$

Nestas equações estão explícitas as dependências radial (r), azimutal (φ) e a profundidade (z). $J_m(kr)$ é a função de Bessel de ordem m , sendo m um número inteiro; A, B, C, D e F são constantes de integração; e $\gamma = (k^2 - \omega^2/\alpha^2)^{1/2}$, $\nu = (k^2 - \omega^2/\beta^2)^{1/2}$. O meio é único e homogêneo, sendo caracterizado por α e β , e k é o número de onda.

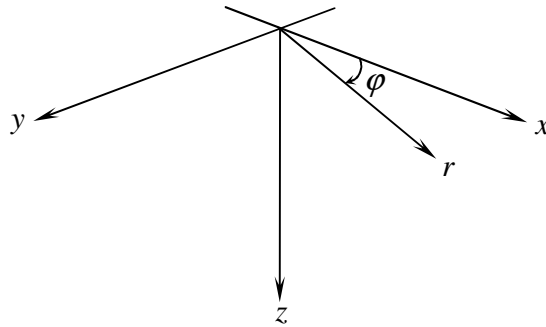


Figura 4.4. Sistema de coordenadas cartesianas e cilíndricas usado para solução da equação de onda para uma fonte pontual em um meio verticalmente heterogêneo, onde x é, por exemplo, a direção Norte-Sul.

É conveniente agrupar as dependências sobre (r, ϕ) numa única função para simplificação das equações, o que se escreve como:

$$Y_k^m(r, \phi) = J_m(kr)e^{im\phi}, \quad (4.49)$$

sendo uma expressão usualmente denominada de “função de onda horizontal”, uma vez que sozinha ela caracteriza a propagação horizontal para os potenciais. Estas ondas permanecem invariáveis para os meios verticalmente heterogêneos, sendo as condições de contorno aplicadas com relação a componente vertical da onda em propagação.

Uma dificuldade aparente para continuar com a descrição dos potenciais de deslocamento repousa no fato de que o modelo é um meio verticalmente heterogêneo, enquanto que as soluções (4.47) requerem homogeneidade do meio. Potenciais de deslocamento permitem, no entanto, separar as funções de onda horizontal que satisfazem quantidades físicas distintas, uma vez que este aspecto do problema é invariável para uma heterogeneidade vertical. Continuando com um meio homogêneo, os vetores deslocamento (u_r, u_ϕ, u_z) são construídos a partir dos potenciais em (4.11b) para as ondas P, SV e SH na forma:

$$\mathbf{u}^P = \nabla\phi = \frac{\partial\phi}{\partial r}\hat{r} + \frac{\partial\phi}{\partial z}\hat{z} + \frac{\partial\phi}{\partial\phi}\hat{\phi} \quad (4.50a)$$

$$\mathbf{u}^{SV} = \nabla \times \nabla \times (0, 0, \psi) = \frac{\partial^2\psi}{\partial r\partial z}\hat{r} + \frac{1}{r}\frac{\partial^2\psi}{\partial z\partial\phi}\hat{\phi} + \left[-\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial\psi}{\partial r}\right) - \frac{1}{r^2}\frac{\partial^2\psi}{\partial\phi^2} \right]\hat{z} \quad (4.50b)$$

$$\mathbf{u}^{SH} = \nabla \times (0, 0, \chi) = \frac{1}{r}\frac{\partial\chi}{\partial\phi}\hat{r} + \left(-\frac{\partial\chi}{\partial r}\right)\hat{\phi} + (0)\hat{z}. \quad (4.50c)$$

Onde os vetores unitários \hat{r} , \hat{z} e $\hat{\phi}$ são as direções das medidas.

As quantidades físicas importantes para estabelecer as condições de contorno são as de continuidade de deslocamento e tensão. As relações entre tensão e deslocamento para um sistema de coordenadas cilíndricas, para transferir a tração através de planos horizontais que separam os meios, em termos de componentes de deslocamento são dadas por:

$$\tau_{zr} = \mu \left(\frac{\partial u_z}{\partial r} + \frac{\partial u_r}{\partial z} \right) \quad (4.51a)$$

$$\tau_{z\phi} = \mu \left(\frac{1}{r}\frac{\partial u_z}{\partial\phi} + \frac{\partial u_\phi}{\partial z} \right) \quad (4.51b)$$

$$\tau_{zz} = \lambda \nabla \cdot \mathbf{u} + 2\mu \frac{\partial u_z}{\partial z}. \quad (4.51c)$$

Substituindo os potenciais (4.48) em (4.50) e (4.51), os vetores deslocamento \mathbf{u} e tração \mathbf{T} (no plano horizontal) passam a ter as seguintes formas:

$$\mathbf{u} = [l_1(\omega, k, z)\mathbf{T}_k^m(r, \phi) + r_1(\omega, k, z)\mathbf{S}_k^m(r, \phi) + r_2(\omega, k, z)\mathbf{R}_k^m(r, \phi)]e^{-i\omega t}, \quad (4.52a)$$

$$\mathbf{T} = [l_2(\omega, k, z)\mathbf{T}_k^m(r, \phi) + r_3(\omega, k, z)\mathbf{S}_k^m(r, \phi) + r_4(\omega, k, z)\mathbf{R}_k^m(r, \phi)]e^{-i\omega t}, \quad (4.52b)$$

onde as funções vetoriais ortogonais \mathbf{T}_k^m , \mathbf{S}_k^m e \mathbf{R}_k^m são dadas por:

$$\mathbf{T}_k^m(r, \phi) = \frac{1}{kr} \frac{\partial Y_k^m}{\partial \phi} \hat{\mathbf{r}} - \frac{1}{k} \frac{\partial Y_k^m}{\partial r} \hat{\phi} \quad (4.53a)$$

$$\mathbf{S}_k^m(r, \phi) = \frac{1}{k} \frac{\partial Y_k^m}{\partial r} \hat{\mathbf{r}} - \frac{1}{kr} \frac{\partial Y_k^m}{\partial \phi} \hat{\phi} \quad (4.53b)$$

$$\mathbf{R}_k^m(r, \phi) = -Y_k^m(r, \phi) \hat{\mathbf{z}} \quad (4.53c)$$

em que $\hat{\mathbf{r}}$, $\hat{\phi}$ e $\hat{\mathbf{z}}$ são vetores unitários nas direções r, ϕ, z . No caso prático da sismica de exploração se faz a descrição de $\hat{\mathbf{z}}$, e $\hat{\mathbf{r}}$, $\hat{\phi}$ são desprezados.

A dependência em z é descrita pelas 6 (seis) funções escalares l_1, l_2, r_1, r_2, r_3 e r_4 . Estas funções satisfazem uma dependência em z nos termos dos potenciais de equação (4.48) e satisfazem a importante equação:

$$\frac{\partial \mathbf{f}}{\partial z} = \mathbf{A} \mathbf{f}. \quad (4.54)$$

No caso das ondas SH a estrutura é $\mathbf{f} = (l_1, l_2)^T$, e para o caso P-SV $\mathbf{f} = (r_1, r_2, r_3, r_4)^T$.

Essas considerações para um meio homogêneo motiva a iniciar com a forma (4.52) para um meio verticalmente heterogêneo, substituindo-as nas equações de movimento e nas relações de tensão-deformação. Por este caminho chega-se diretamente às equações diferenciais simultâneas

(matriciais) de primeira ordem, caracterizadas pela dependência em z para o vetor deslocamento-tensão em coordenadas cilíndricas, com a mesma dependência em z nos problemas de ondas planas.

5. MODELAGEM

Os resultados aqui apresentados foram obtidos através do programa P-SV-SH (Fortran 77) desenvolvido por Sandmeier (1990), e as conclusões são também baseadas nos princípios da propagação de ondas planas. O programa calcula sismogramas sintéticos completos pelo do método da refletividade, e foi desenvolvido em Fortran. No entanto, devido às conveniências laboratoriais, as atividades do presente trabalho foram realizadas na plataforma Windows (desktop e laptop), tendo sido necessário fazer adaptações de leitura no arquivo de saída (psvsh.out) para que o mesmo pudesse ser plotado através das facilidades do MATLAB.

O arquivo de saída (psvsh.out) gerado contém as informações das componentes vertical e radial dos sismogramas; além disso, as informações da componente horizontal também podem ser obtidas. Foi desenvolvido um programa (output) em FORTRAN 77 para separar estas componentes, transformando o arquivo de saída em dois, sendo um para a componente vertical e o outro para a componente radial.

Para que haja a possibilidade prática de interpretação de dados, se faz necessário que os sismogramas (aqui calculados com o programa P-SV-SH) sejam apresentados na forma de seções sísmicas, e que sejam analisadas por comparação com as curvas de tempo de trânsito de reflexão (aproximação hiperbólica) e de refração (aproximação linear) segundo a teoria cinemática do raio para facilitar na identificação dos eventos de reflexão e de refração presentes nas seções organizadas, por exemplo, em fonte-comum.

Sismogramas sintéticos foram calculados para o modelo representado na Figura 5.1 constituído de dez camadas homogêneas, plano-horizontais e velocidades constantes. O arranjo é do tipo fonte-comum com a linha sísmica configurada com sensores distribuídos unilateral à direita.

Os valores utilizados para velocidade e espessura de cada camada são dados na Tabela 5.1 para o modelo denominado modelo_10.rmr.

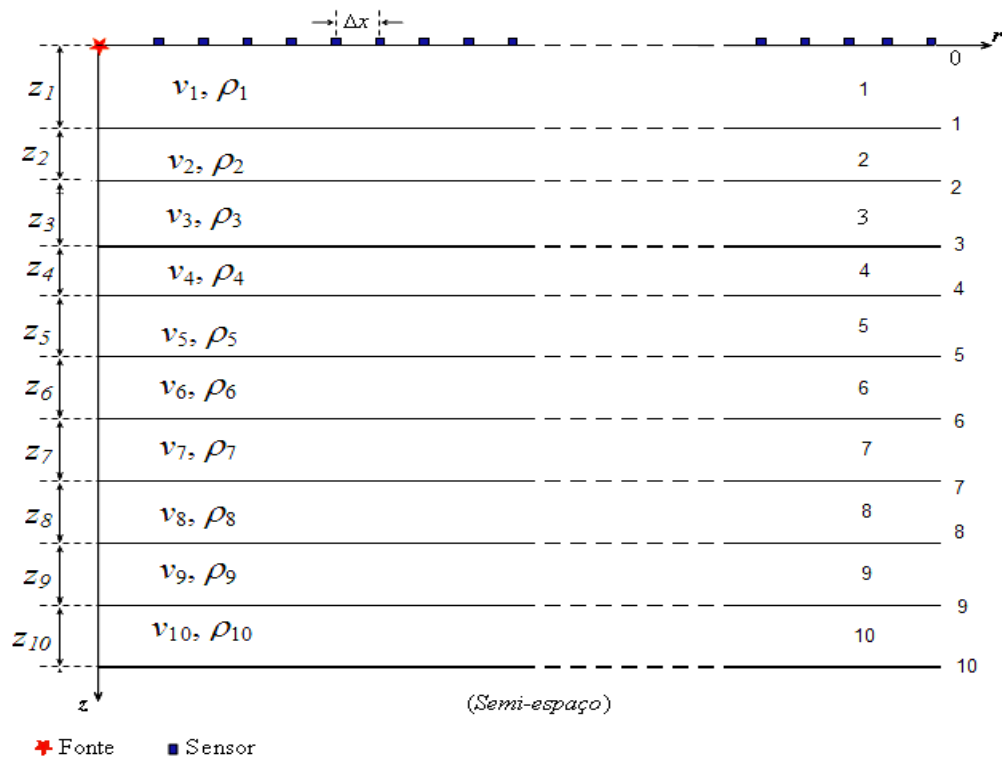


Figura 5.1. Representação do modelo sísmico da subsuperfície utilizado para calcular os sismogramas sintéticos pelo método da refletividade. Para o modelo de bacias sedimentares são utilizados 100 sensores com afastamento $\Delta x=30\text{m}$, intervalo $\Delta t=0,008\text{ s}$ e $N=512$ pontos de amostragem. O arranjo é unilateral-direito. O primeiro sensor é localizado a 30m. A fonte é localizada a 3m de profundidade. A frequência de pico do pulso-fonte efetivo é de 30Hz, e a função é do tipo Fuchs-Müller.

Tabela 5.1

Camada	Velocidade (α) (km/s)	Espessura (km)
1	0.5	0.5
2	1.0	0.7
3	1.2	1.0
4	2.0	0.3
5	2.5	0.8
6	3.0	1.2
7	1.7	1.3
8	2.1	1.0
9	4.0	2.3
10	5.0	4.5

Tabela 5.1 Valores para o modelo sísmico da subsuperfície utilizado para calcular os sismogramas sintéticos pelo método da refletividade. Para o modelo de bacias sedimentares são utilizados 100 sensores com afastamento $\Delta x=30\text{ m}$, intervalo $\Delta t=0,008\text{ s}$ e 512 pontos de amostragem.

A seguir é apresentado o fluxograma da modelagem desde a criação do cartão de entrada com os dados do modelo, passando pelos programas criados em FORTRAN 77 (psvsh, output e output2) para a leitura cartão, criação do arquivo de saída, separação as componentes até a plotagem da secção sísmica inicial como mostra a figura 5.2.

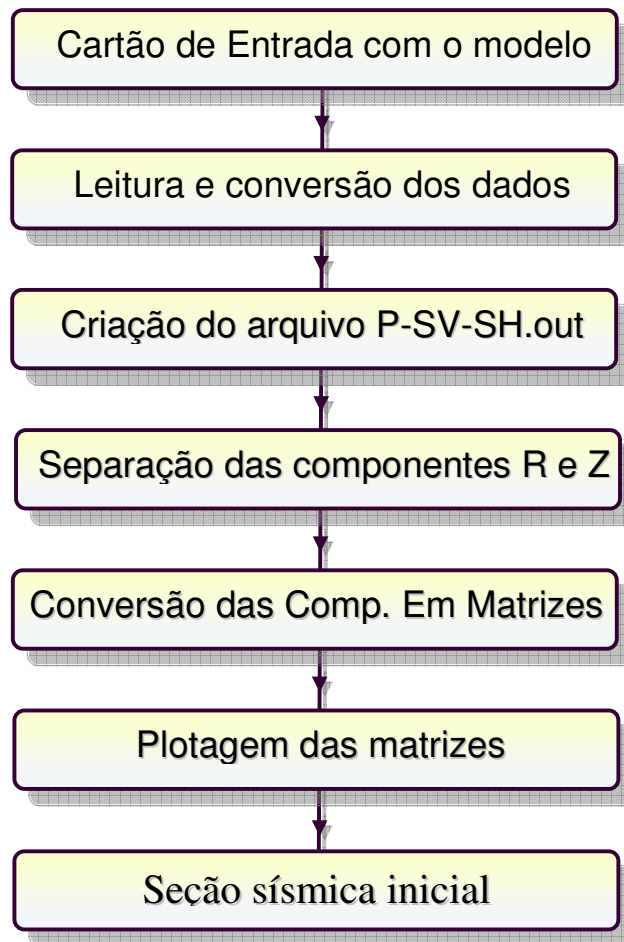


Figura 5.2. Fluxograma da Modelagem inicial utilizado neste trabalho.

Os sismogramas sintéticos obtidos (modelo de bacias sedimentares) são mostrados nas Figuras 5.3 e 5.4. Os traços sísmicos foram calculados com a forma de onda completa, contendo transmissão com conversão para as componentes vertical e radial (P-SV), como também a onda direta. A componente SH não foi computada por seguir a velocidade da onda SV. A fonte considerada foi a explosiva e localizada a 3 metros de profundidade dentro da primeira camada. O sinal de entrada usado foi do tipo Fuchs-Mueller de comprimento igual a 30ms, e frequência dominante de 30Hz. O primeiro receptor está localizado a 30m da fonte e o último a 3000m, sendo o afastamento entre receptores igual a 30m, totalizando 100 receptores. Para aplicar a redução de tempo, a fórmula de redução de tempo é dada segundo a forma linear:

$$t_{\text{red}}(x) = t(x) - \frac{x}{v_{\text{red}}},$$

onde x é a distância fonte-receptor, v_{red} é a velocidade de redução e $t(x)$ é o tempo de propagação.

Usualmente a v_{red} é corresponde a uma velocidade de refração para que o evento fique horizontalizado e a seção sísmica fique contida na janela temporal adotada.

As figuras a seguir são as representações dos sismogramas agrupados em secções referentes as componentes radial e vertical respectivamente.

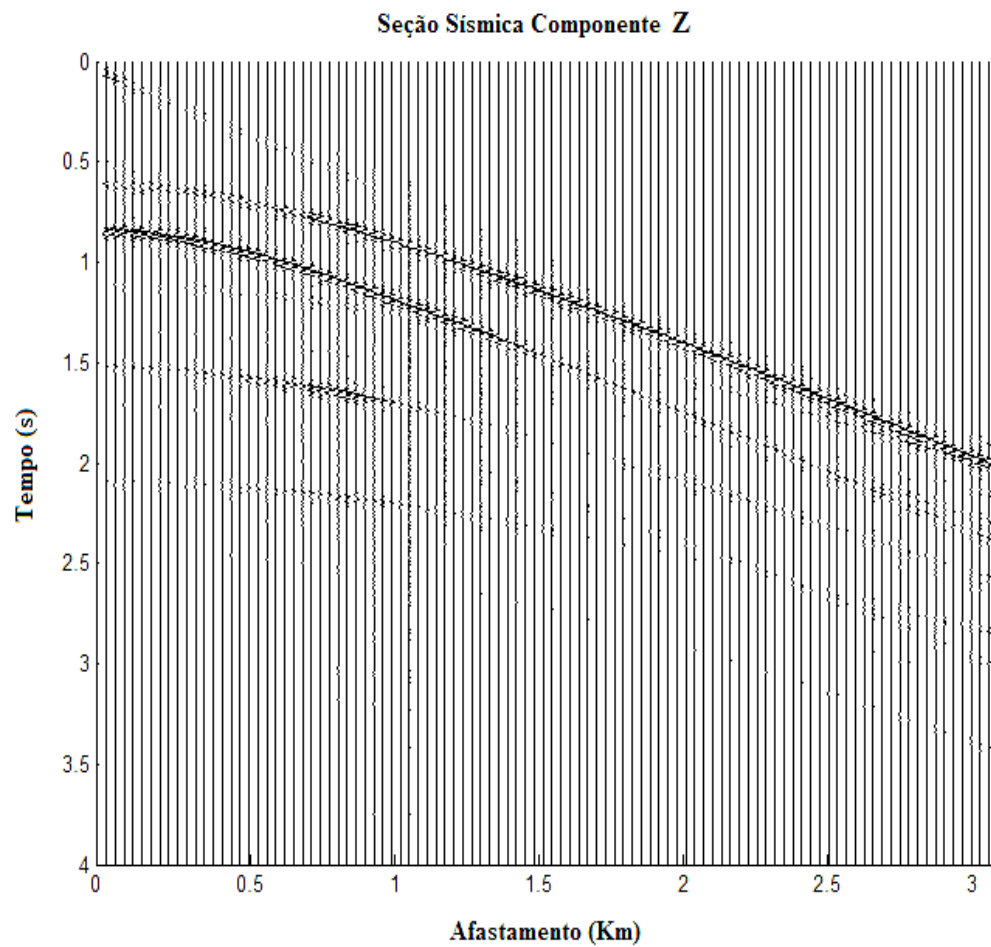


Figura 5.3. Modelo Bacia Sedimentar. Seção tiro-comum sem amplificação. Componente vertical P-SV calculada pelo método da refletividade. Contém: ondas refratadas cônicas; múltiplas; reflexões; conversão P-SV. A frequência dominante da fonte 30Hz. Podemos interpretar visualmente a onda direta, refrações, três reflexões e conversões.

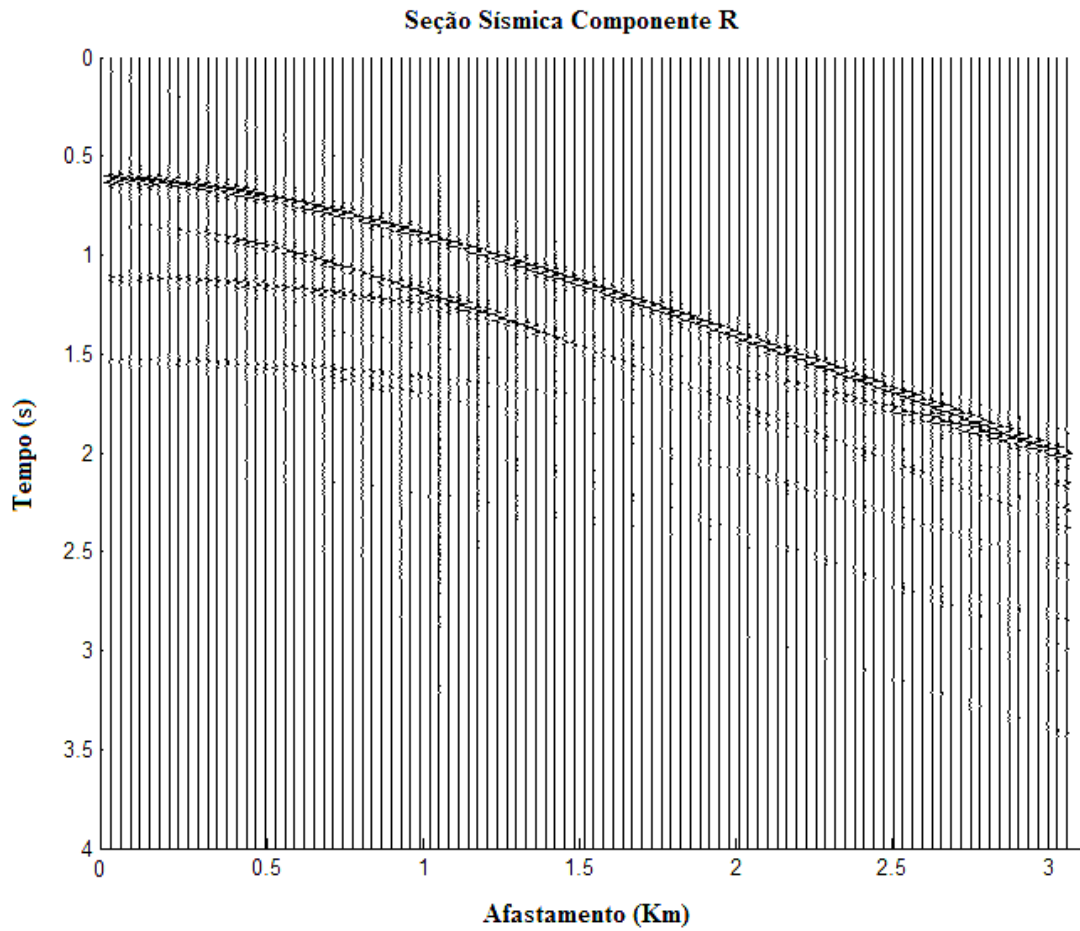


Figura 5.4. Modelo Bacia Sedimentar. Seção tiro-comum, componente radial P-SV, calculada pelo método da refletividade, Contém ondas refratadas cônicas, múltiplas, reflexões e convertidas P-SV. Frequência dominante da fonte é 30Hz. Podemos interpretar visualmente a onda direta, refrações, três reflexões e conversões.

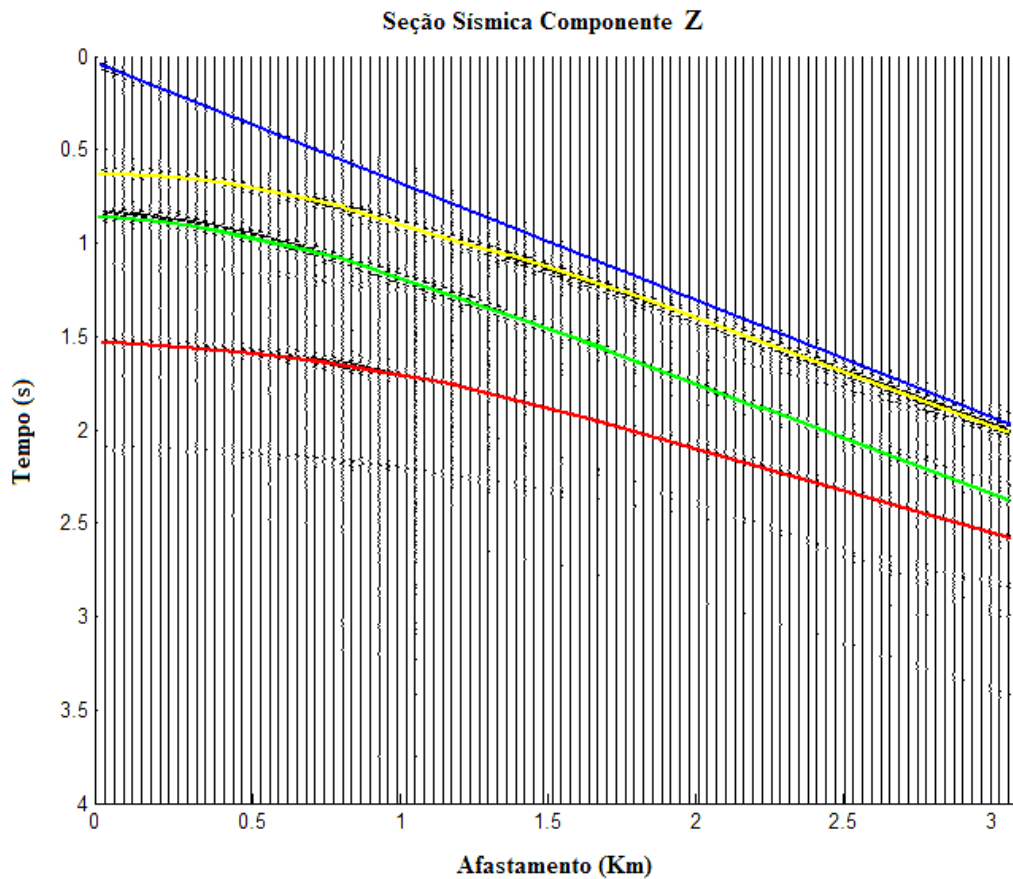


Figura 5.5. Modelo Bacia Sedimentar. Seção tiro-comum para o modelo da Tabela 5.1. Componente vertical P-SV. Superposição das curvas de tempo de trânsito de reflexão-refração calculadas pela teoria cinemática do raio para servir de ajuda na interpretação dos sismogramas. Interpretação das linhas contínuas coloridas na seção: em azul: onda direta; em amarelo: reflexão na primeira interface; em verde: reflexão na segunda interface e em vermelho: reflexão na terceira interface.

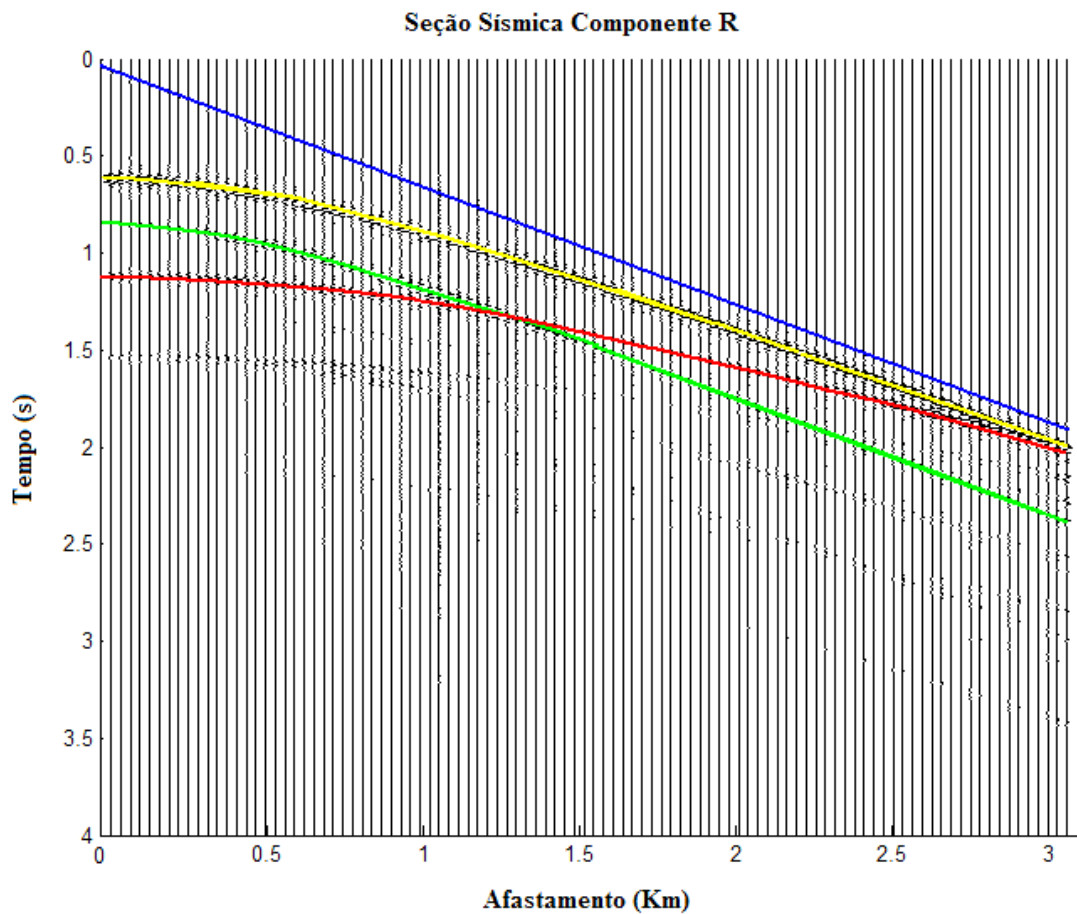


Figura 5.6. Modelo Bacia Sedimentar. Seção tiro-comum para o modelo da Tabela 5.1. Componente radial P-SV. Superposição das curvas de tempo de trânsito de reflexão-refração calculadas pela teoria cinemática do raio para servir de ajuda na interpretação dos sismogramas. Interpretação das linhas contínuas coloridas na seção: em azul: onda direta; em amarelo: reflexão na primeira interface; em verde: reflexão na segunda interface e em vermelho: reflexão na terceira interface.

6. RESULTADOS E CONCLUSÕES

A seguir apresentamos o tratamento das amplitudes dos eventos sísmicos que são afetadas por vários efeitos como absorção inelástica, dispersão, espalhamento e porosidade. Este tratamento é feito amplificando os dados gerados com uma função polinomial de ajuste no sentido dos quadrados-mínimos sobre a função da divergência esférica equação 3.26, e limitado até o 3º grau. Este polinômio tem a seguinte forma:

$$g(t) = a_0 + a_1t + a_2t^2 + a_3t^3,$$

cujos coeficientes são dados pela tabela 6.2:

Tabela 6.2

Sensor	Aproximação/Coefficientes								
	1ª ordem		2ª ordem			3ª ordem			
	a_0	a_1	a_0	a_1	a_2	a_0	a_1	a_2	a_3
02	-28,39	10,98	55,04	-12,66	1,53	-100,15	52,42	-7,12	0,36
22	-88,32	16,53	357,97	-73,45	4,45	-1526,5	492,5	-51,7	1,8
47	-1879,6	124,8	-68501	8370	-255	-225550	37530	-2060	40
73	-634,61	35,90	-283,85	4,87	0,68	-6924,3	891,0	-38,7	0,6
98	-547,38	26,22	-1572,2	95	-1,2	14371	-1528	54	-1

Tabela 6.2. Valores dos coeficientes dos polinômios de ajuste para representação da função de divergência esférica. Observa-se claramente que os valores dos coeficientes caem rapidamente com o grau do termo do polinômio.

Durante este processo foram escolhidos apenas cinco sensores entre os cem disponíveis: 02, 22, 47, 73 e 98. Estes sensores foram usados para análise dos efeitos mencionados acima, e a escolha de apenas cinco sensores foi para permitir uma visão mais clara dos resultados obtidos após os ajustes realizados.

A figura a seguir representa o fluxograma final da modelagem com os ajustes feitos, e as figuras 6.2, 6.3, 6.4 e 6.5 representam os sensores antes e depois das ampliações, sendo que as três últimas figuras são relacionadas a ajustes de 1º, 2º e 3º grau, respectivamente.

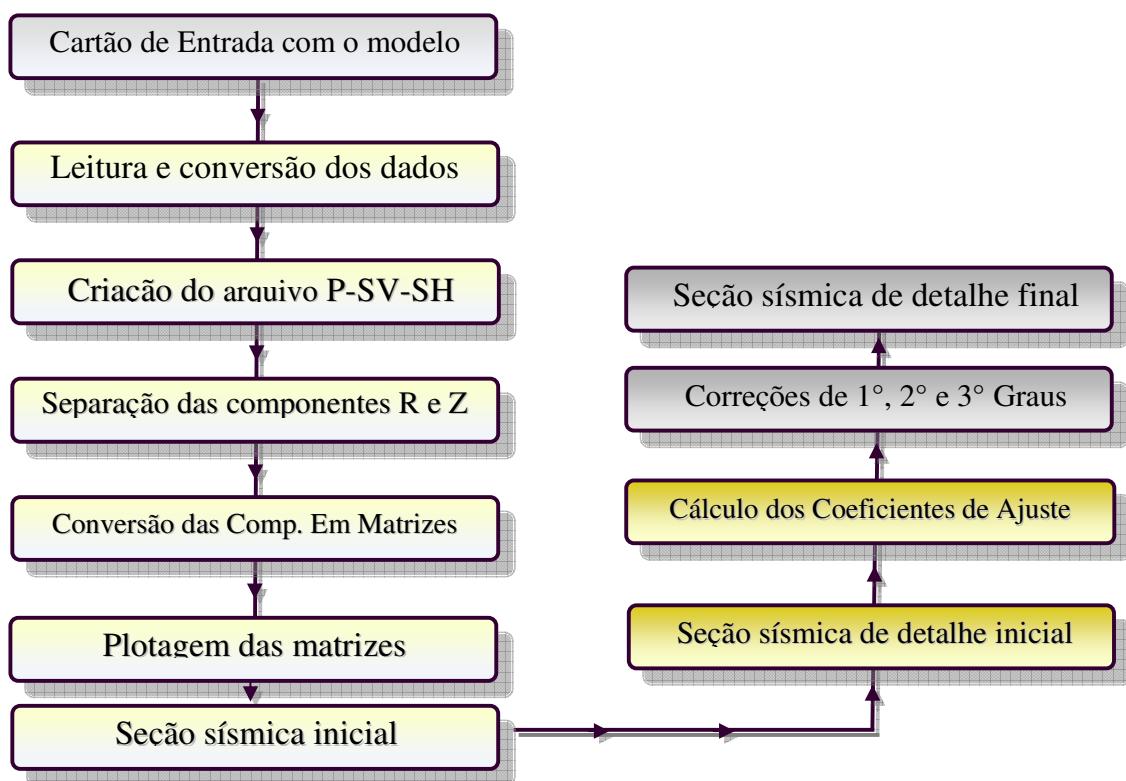


Figura 6.1. Fluxograma da Modelagem final utilizado neste trabalho.

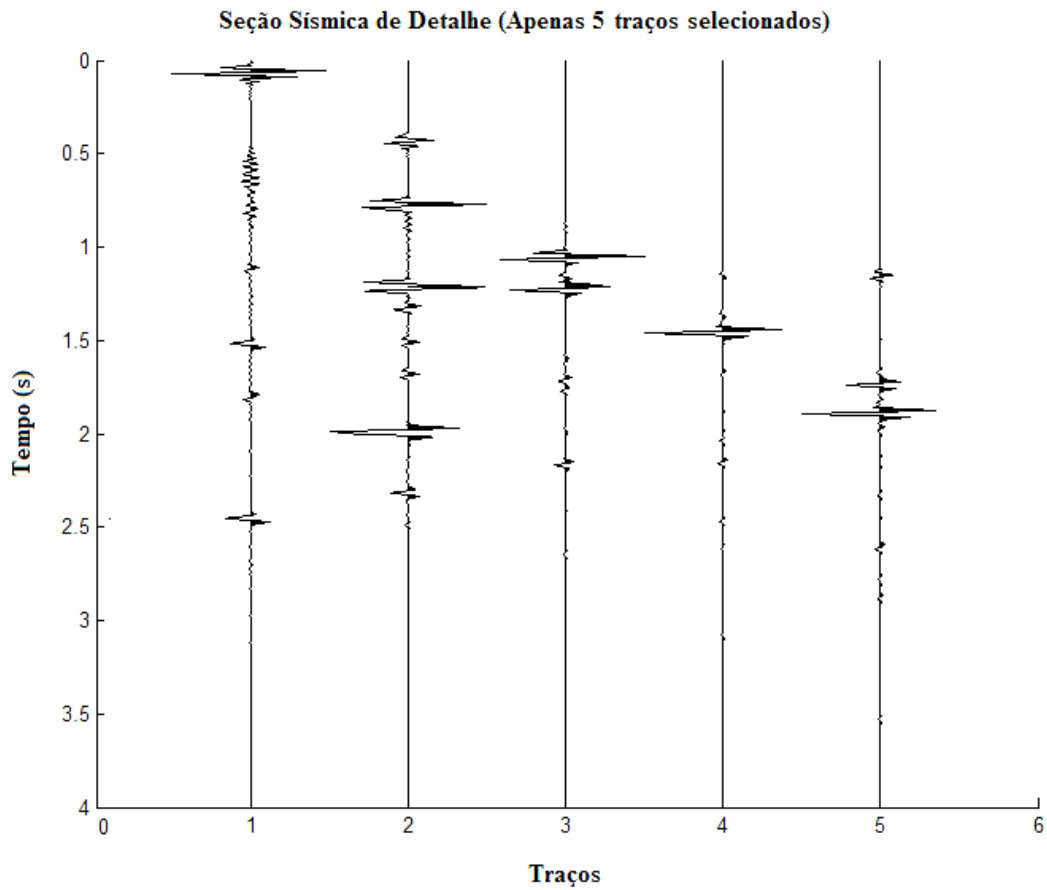


Figura 6.2. Seção sísmica tiro-comum original sem amplificação com apenas cinco traços selecionados (02, 22, 47, 73 e 98) na seção sísmica da Figura 5.3 para análise de detalhes. Nesta seção observamos os eventos que compõem cada traço: onda direta, reflexões, convertidas e múltiplas.

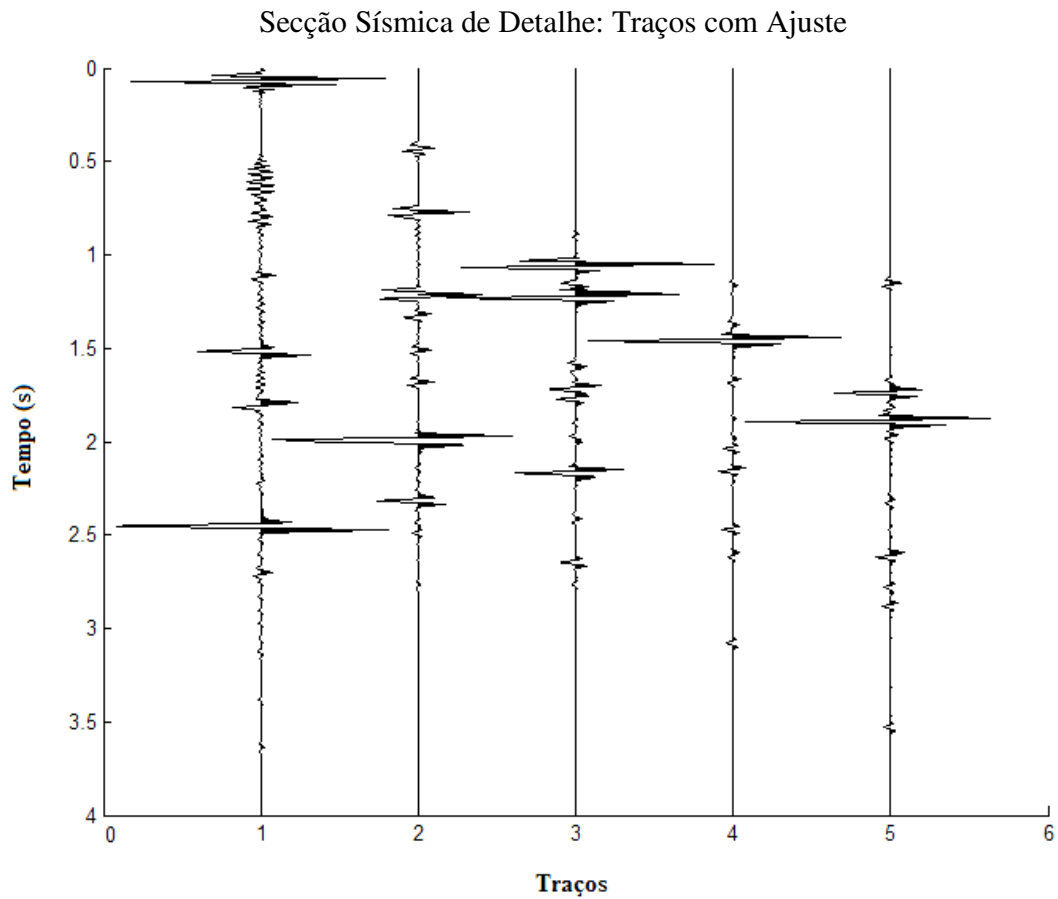


Figura 6.3. Seção sísmica tiro-comum de detalhes corrigida da divergência esférica (primeira grau) da seção da Figura 5.18. Nesta seção observamos que todos os eventos compreendidos dentro da janela de correção foram amplificados, e desta forma podemos concluir que uma correção de primeira ordem tem efeitos relevantes para o estudo das correções de amplitudes.

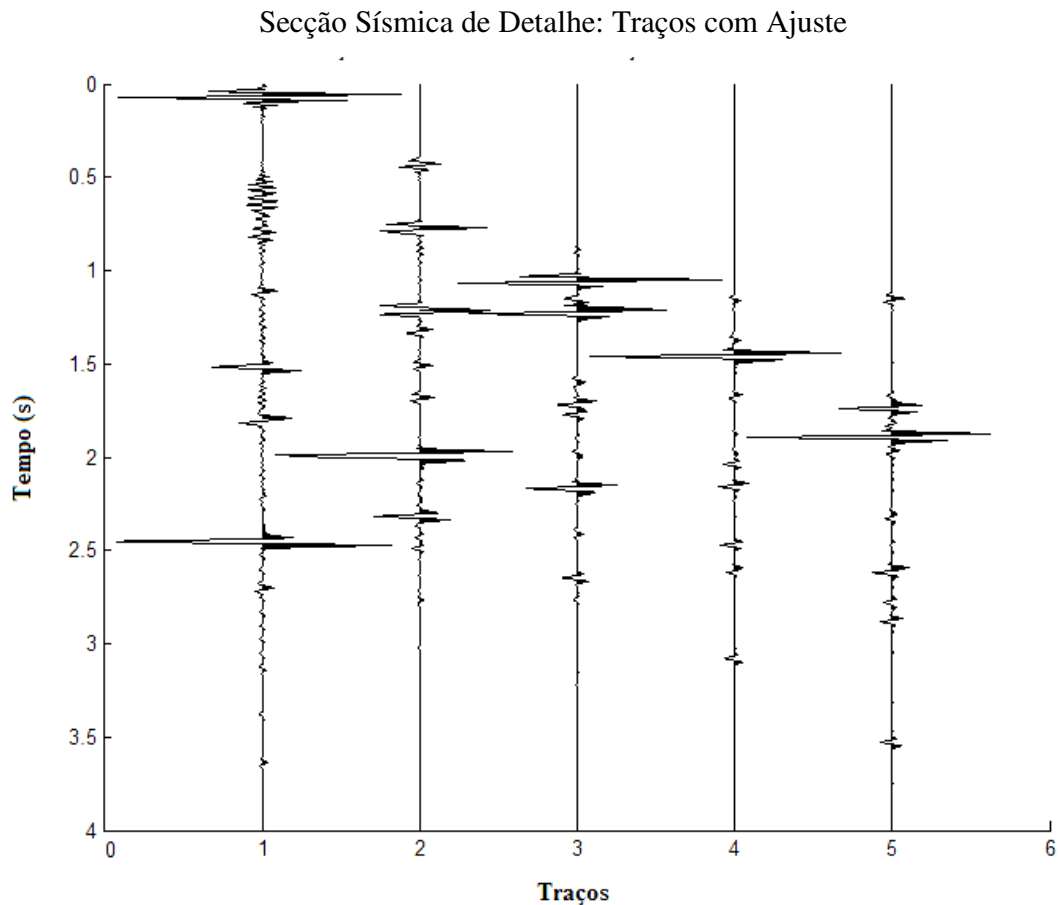


Figura 6.4. Secção sísmica tiro-comum de detalhes corrigida da divergência esférica (segunda ordem) da secção da Figura 5.18. Nesta secção observamos que os eventos compreendidos dentro da janela de correção também foram amplificados, porém um pouco mais acentuado do que nos de primeira ordem. Desta forma podemos concluir que uma correção de segunda ordem também apresenta efeitos relevantes para o estudo das correções de amplitudes.

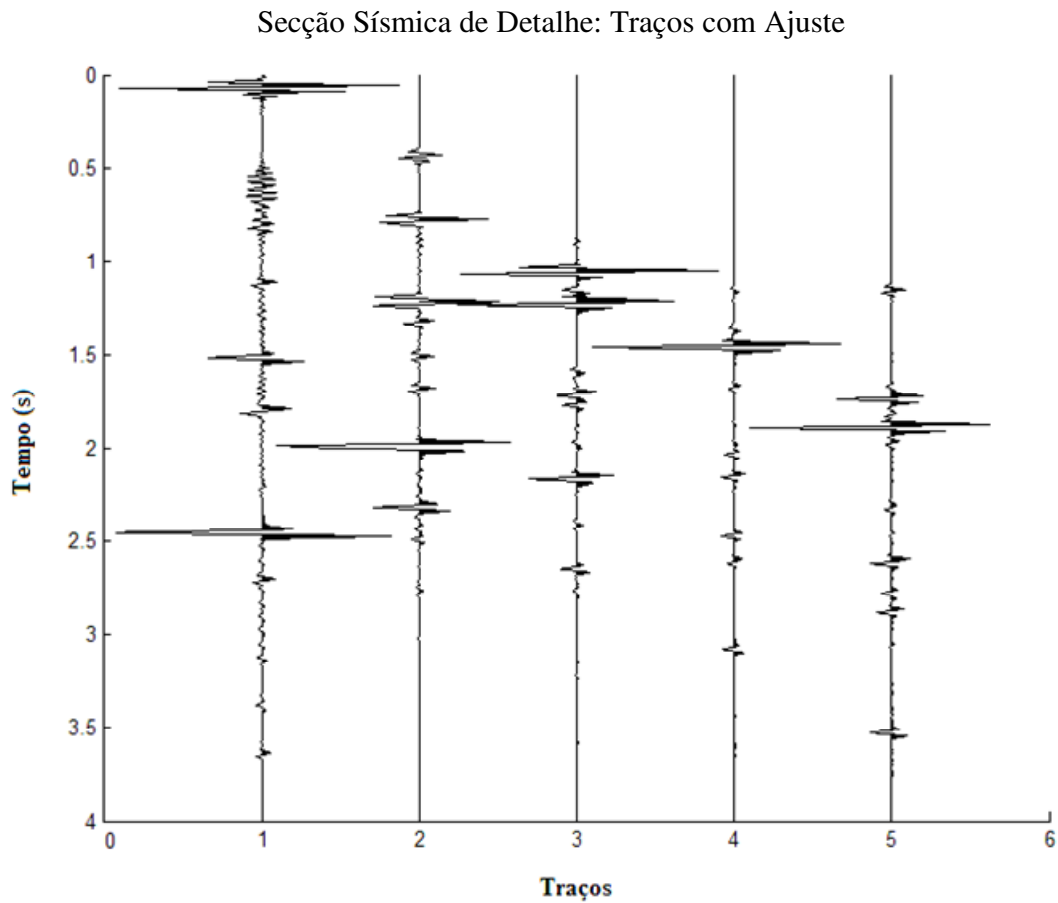


Figura 6.5. Seção sísmica tiro-comum de detalhes corrigida da divergência esférica (terceira ordem) da seção da Figura 5.18. Nesta seção observamos também que os eventos compreendidos dentro da janela de correção foram amplificados. Desta forma podemos concluir que uma correção de terceira ordem também apresenta efeitos relevantes para o estudo das correções de amplitudes.

6.1. OBSERVAÇÕES FINAIS

A bacia do Tacutu foi utilizada para comparação com modelo teórico de bacia sedimentar utilizado no trabalho tendo em vista que as geometrias dos modelos são bastante semelhantes.

O modelo teórico não prevê correção da divergência esférica para as assinaturas das ondas direta, refrações críticas e conversões, e se observa claramente a necessidade de amplificação do traço para que os diferentes eventos sejam reconhecidos. Esta etapa de amplificação é feita posteriormente usando funções distintas.

Não é possível uma previsão quanto a uma forma para a função correção das amplitudes dos traços visando às “verdadeiras amplitudes”.

A amplificação dos traços com uma função de primeira grau (função linear) pode ser suficiente para representar parte da curva de divergência esférica. As amplificações com funções de segunda e de terceira grau também podem ser usados, porém com mais dificuldades do que com a função de primeira ordem.

O presente modelo representado para a divergência esférica é limitado ao caso de camadas plano-horizontais, e serve como uma primeira aproximação aos casos práticos da sísmica de reflexão convencional, onde são previstas interfaces levemente inclinadas e/ou curvas.

O método demonstra sua utilidade no cálculo de seções sísmicas para demonstração da conversão P-SV importante na sísmica de reflexão.

O método demonstra sua utilidade no cálculo de seções sísmicas para demonstração de ruído coerente importante na sísmica de reflexão.

Continuando, o método também demonstra sua utilidade no cálculo de seções sísmicas de onda puramente SH e P-SV para demonstração de técnicas propostas na sísmica de reflexão de ondas cisalhantes.

REFERÊNCIAS

- AKI, K.; RICHARDS, P. G. **Quantitative seismology**, I. New York: W.H. Freeman and Company, 1980.
- BALLY, A. W. **Seismic expression of structural styles**, I, II e III. Tulsa, The American Association of Petroleum Geologists, 1983.
- BULLEN, K. E. **Theory of seismology**. Inglaterra: Cambridge, 1959.
- DIX, C. H. **Seismic Velocities from Surface Measurements**. **Geophysics**, v. 20, p.68-86. 1955.
- EIRAS J. F.; KINOSHITA, E. M. Evidências de movimentos transcorrentes na Bacia do Tacutu. In: SEMINÁRIO SOBRE RIFTES INTRACONTINENTAIS, 1., 1987, Rio de Janeiro. **Anais...** Rio de Janeiro: PETROBRAS/DEPLEX. 1987. p. 193-208.
- EIRAS J. F.; KINOSHITA, E. M. Geologia e perspectivas petrolíferas da Bacia do Tacutu. In: ORIGEM E EVOLUÇÃO DAS BACIAS SEDIMENTARES, 1., 1990, Rio de Janeiro. **Anais...** Rio de Janeiro: PETROBRAS, CENSUD. 1990. p. 197-220.
- EIRAS J. F. et al. Estratigrafia das bacias sedimentares do Brasil. 1987. **Boletim de Geociências da PETROBRAS**, v. 8, n. 1, p. 17-45, jan-mar. 1994.
- FERTIG, J.; PSENCIK, I. **Numerical Modelling of P- and S-Waves in Exploration Seismology**. In: HANDBOOK of Geophysical Exploration, Geophysical Press. K. Helbid and S. Treitel, 1985. 15(A), p.226-282.
- FUCKS, K. & MÜLLER, G. **Computation of Synthetic Seismograms with the Reflectivity Method and Comparison of Observations**. **Geophysical Journal of the Royal Astronomical Society**, 23 p417-433. 1971
- GUTENBERG, B. **The Amplitudes of Waves to be Expected in Seismic prospecting**. **Geophysics**, 1p252-256. 1936
- HUBRAL, P. H. W. **Interval Velocities from Seismic Reflection Time Measurements**. **Houston**, SEG Publishing. 1980
- KEAREY, P. & BROOKS, M. **An Introduction to Geophysical Exploration**. **London**, **Blackwell Scientific Publications**. 1984
- KREY, TH. **An Approximate Correction Method for Refraction in Reflection Seismic Prospecting**. **Geophysics**, 16 p468-485. 1951
- NEWMAN, P. **Divergence Effects in a Layered Earth**. **Geophysics**, 38(3) p481-488. 1973

SANDMEIER, K-J. **Veränderung und Erweiterung des Reflektivitätsprogrammes zur Berechnung Synthetischer Seismogramme.** Alemanha, Instituto de Geofísica da Universidade de Karlsruhe. (Dissertação de Mestrado). 1984

SANDMEIER, K.J. **Untersuchung der Ausbreitungseigenschaften Seismischer Wellen in Geschichteten und streuenden Medien.** Alemanha, Instituto de Geofísica da Universidade de Karlsruhe. (Tese de Doutorado). 1990

SLOTNICK. **Lessons in Seismic Computing.** Oklahoma, The Societ of Exporation Geophysicists. 1959

TAKEUCHI, H. **Theory of the Earth's Interior.** Geophysical Institute. Universidade of Tokyo. 1966

TANER, M. T. & KOEHLER, F. **Velocity Spectra-Digital Computer Derivation and applications of Velocity Functions.** Geophysics, 34(6) p859-881. 1969

APÊNDICES

A – FATOR DE DIVERGÊNCIA ESFÉRICA EM AFASTAMENTOS ARBITRÁRIOS

O modelo da subsuperfície, ilustrado na Figura A.1, é composto por camadas plano-horizontais, homogêneas isotrópicas, espessuras z_i e velocidades v_i . Uma fonte pontual harmônica de ondas acústicas é colocada na primeira camada e irradia com intensidade uniforme em todas as direções. A energia em um feixe cônico ao redor de um eixo central apartir da fonte flui inicialmente através de uma área A_r de uma superfície esférica de raio r . Isto é, esta energia flui através de uma área anelar A_r sobre a superfície da frente de onda. A intensidade acústica I é definida como o quociente entre o fluxo de energia acústica pela unidade área normal à direção do fluxo. Conseqüentemente, o quociente da intensidade acústica da onda refletida I_x pela intensidade acústica da incidente I_r é igual a razão inversa das suas áreas (NEWMAN, 1973):

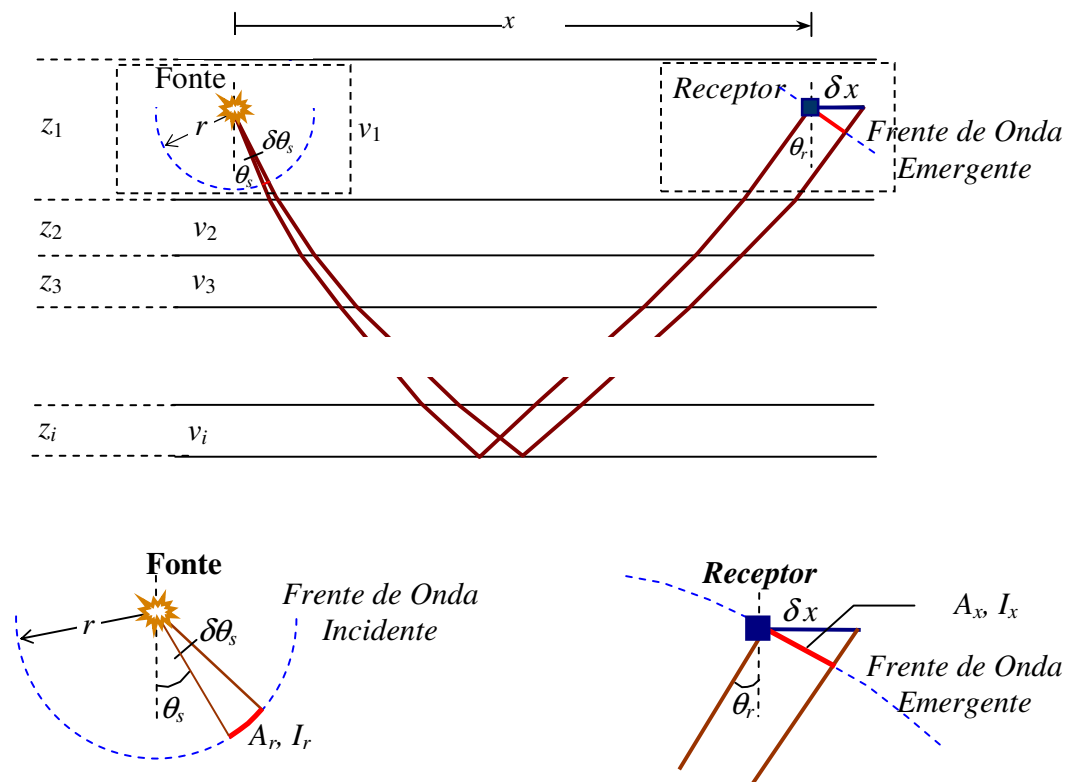


Figura A.1. Geometria do percurso do raio para a determinação do fator de divergência esférica. θ_s é o ângulo de partida, $\delta\theta_s$ é a abertura do tubo dos raios ao redor do ângulo de partida, x é a distância fonte-receptor e δx é a variação da distância fonte-receptor devido a $\delta\theta_s$.

$$\frac{I_x}{I_r} = \frac{A_r}{A_x}. \quad (1)$$

Referindo-se à Figura A.1, estas áreas são dadas por: $A_r = 2\pi r^2 \delta \theta_s \sin \theta_s$ e $A_x = 2\pi x \delta x \cos \theta_r$, e tem-se que:

$$\frac{I_x}{I_r} = \frac{r^2 \sin \theta_s}{x \cos \theta_r} \frac{\delta \theta_s}{\delta x}. \quad (2)$$

Nesta equação, r é o raio inicial considerado para a frente de onda em expansão ao redor da fonte e, sem perda de generalidade faz-se r unitário ($r=1$). Para o caso especial da fonte e o receptor se encontrarem dentro da primeira camada, e todas as camadas sendo horizontais, então $\theta_s = \theta_r = \theta_1$. No limite quando $\delta x \rightarrow 0$ tem-se a relação:

$$\frac{I_x}{I_1} = \frac{\tan \theta_1}{x} \frac{d\theta_1}{dx}. \quad (3)$$

Se a fonte e o receptor estiverem em um mesmo nível, de um meio homogêneo e isotrópico, a razão entre os valores das amplitudes corresponde à raiz quadrada da razão das intensidades. Além disso, o fator de divergência esférica, $D_{x,\theta}$, é dado pelo inverso da razão dos valores das amplitudes. O fator de divergência para este caso é dado por:

$$D_{x,\theta} = \left[\frac{x}{\tan \theta_1} \frac{dx}{d\theta_1} \right]^{1/2}. \quad (4)$$

Para o caso geral de variação contínua de velocidade com a profundidade, $v=v(z)$, a distância fonte receptor é dada pela seguinte equação:

$$x(p) = 2p \int_0^z \frac{v(z) dz}{\{1 - [pv(z)]^2\}^{1/2}}, \quad (5)$$

onde, segundo a lei de Snellius, $p = \sin \theta_1 / v_1$. Tem-se que:

$$\frac{dx(p)}{dp} = 2 \int_0^z \frac{v(z) dz}{\{1 - [pv(z)]^2\}^{3/2}}.$$

E como

$$\frac{dp}{d\theta_1} = \frac{\cos \theta_1}{v_1},$$

então

$$\frac{dx}{d\theta_1} = \frac{2 \cos \theta_1}{v_1} \int_0^z \frac{v(z) dz}{\{1 - [pv(z)]^2\}^{3/2}}. \quad (6)$$

Substituindo este resultado na equação (4) acima, tem-se finalmente a divergência esférica para o modelo de velocidade continua, $v(z)$, dada por:

$$D_{x,\theta} = \left[\frac{2x \cos \theta_1}{v_1 \tan \theta_1} \int_0^z \frac{v(z) dz}{\{1 - [pv(z)]^2\}^{3/2}} \right]^{1/2}. \quad (7)$$

Para o caso especial do modelo ser composto por camadas plano-horizontais discretas de espessuras z_i , ($i = 1, \dots, n$), velocidades intervalares v_i , a integral da equação (7) assume a forma discretizada:

$$\int_0^z \frac{v(z) dz}{\{1 - [pv(z)]^2\}^{3/2}} \equiv \sum_{i=1}^n \frac{v_i z_i}{(1 - p^2 v_i^2)^{3/2}} = \frac{v_i}{\sin \theta_1} \sum_{i=1}^n \frac{z_i \sin \theta_i}{\cos^3 \theta_i}.$$

De onde segue o resultado:

$$D_{x,\theta} = \frac{1}{\tan^2 \theta_1} \left[2x \sum_{i=1}^n \frac{z_i \sin \theta_i}{\cos^3 \theta_i} \right]^{1/2},$$

que também é escrito como:

$$D_{x,\theta} = \frac{1}{\tan \theta_1} \left(x^2 + 2x \sum_{i=1}^n z_i \tan^3 \theta_i \right)^{1/2}. \quad [L] \quad (8)$$

A equação acima é a expressão usada para o fator de divergência esférica para uma reflexão da base da n -ésima camada observada na distância x a partir da fonte. A distância e o ângulo de incidência não são quantidades independentes, mas estão relacionadas através da lei de Snellius e das especificidades do meio estratificado.

A função expressa na equação 8 é aproximada pelo polinômio $g(t) = a_0 + a_1 t + a_2 t^2 + a_3 t^3$ para consideração de correções de amplitude com funções simples.

ANEXOS

A – DOCUMENTAÇÃO DO PROGRAMA PSVSH.F

Calculation of synthetic seismograms with Reflectivity method using the f77-program psvsh.f

AUTHORS: Jupp Sandmeier
changes by Martin Flinspach and several unknown contributors

Package and documentation compiled by
Alexander Goertz (Alexander.Goertz@gpi.uni-karlsruhe.de)
March 2001

Copyright (c) 1998
Geophysical Institute
University of Karlsruhe
Hertzstr. 16
D-76187 Karlsruhe
Germany

All rights reserved.

Publications including results obtained by this program should include the references cited below

It is NOT allowed to distribute the program to 3rd parties. Permission is granted to modify the current version of the program, provided that all modifications are marked clearly, that the authors are notified about any modifications (including a copy of the new source code), and that the authors' names and titles are unchanged (though additional authors' names may be added).

DISCLAIMER:

No warranty or suitability for any particular purpose is given, neither expressed nor implied! This program is distributed in the hope that it will be useful, but without any warranty; without even the implied warranty of merchantability or fitness for a particular purpose. We assume no responsibility for, and make no warranties that, our program and the tools distributed with the program will be free of errors!

DOCUMENTATION

MAKEFILE:

The program psvsh.f and the included conversion routines can be compiled using the Makefile included. The Makefile has been tested using GNU's gmake. Typing gmake alone gives you an overview on how to use it:

```
gmake help - prints Help on the Makefile
gmake all  - compiles the reflectivity program psvsh.f and the two
              conversion routines ref2asc and ref2sep
gmake test - runs an example using the example parameter file test.rmr
```

and plots it using GMT. If you have GMT not installed, this will not work properly as the c-shell-script plot_psv is used

The distribution has been tested on HP-UX 10.2 (and below), linux 6.4 and SGI IRIX 6.3. The included example takes about 8 minutes on a 350 MHz dual-board pentium pro processor.

REFLECTIVITY PROGRAM psvsh:

Typing psvsh without any arguments starts the program.in order to run the program. It reads the relevant parameters from 2 files: REFLECT.DAT (this name MUST stay the same) and an input parameter file (e.g. test.rmr) with the actual model parameters.

1. a file REFLECT.DAT which looks e.g. like this:

```

2           !the number of calculations
test.rmr    !input file containing the model specifications for 1st calculation
test.psv    !seismogram of P and Sv wavefield of 1st run (vert. and radial
comp.)
test.sh     !seismogram of Sh wavefield of 1st computation (transverse comp.)
test2.rmr   !input file containing the model specifications for 2nd calculation
test2.psv   !seismogram of P and Sv wavefield of 2nd run(vertical and rad.
comp.)
test2.sh    !seismogram of Sh wavefield of 2nd computation (transverse comp.)

```

for more calculations, more files can be added. The maximum possible number of calculations (shots) is restricted by the parameter NCOMP in the source code

2. the parameter file for calculations, e.g. test.rmr, contains the parameters for calculations and the seismic model. It looks e.g. like this:

Input example, point source, hom.

```

0 0 1 1 1 0 0 1 1 2 1 0 0 0 1 0 0 0 0 1 0 0 0 0 0

      1 0 1 0 1
0.0500 0.0000 0.0000 0.0000
0.0000 6.0000 0.0000 0.0000 0.0000 0.0000 0
32.000 6.0 1
32.000 8.0 0
40.000 8.0 1

      2.0000 20.0000 0.50000
      8.0000 0.0
      3.0000 3.2000 950.0000 999.00 8000
      0.0000 0.5000 49.5000 50.0000 0.0000
      0.0055 4096 0 2 0.1000 0.0000

```

this file is read in formatted by the fortran program. It is therefore inevitable to exactly stick to the format in terms of rows and columns.Explanation of the input *.rmr-file:

1. line (format A80): commentary

2. line (format 4(5I2,2X)):

these 25 numbers are meant to be a list of switches, explained as follows:

```

switch 1 = 0: complete wavefield (full seismograms)
          = 1: only PP reflections
          = 2: only SS reflections
          = 3: only PP- and SS reflections
switch 2 = 0: transmission with conversion
          = 1: transmission w/o conversion (tps=tsp=0)
switch 3 = 0: seismogram for displacement
          = 1: seismogram for velocity
          = 2: seismogram for acceleration
switch 4 = 0: compute vertical and horizontal component
          = 1: only vertical component
          = 2: only horizontal component
          = 3: no vertical and horizontal component
switch 5 = 0: Sh component is computed
          = 1: no Sh component is computed
switch 6 = 0: no additional output files
          = 1: write out on files 21,22,23 the spectra of displacement
              (r, omega)(not implemented in this version)
switch 7 = 0: up- and downgoing waves from the source are considered
          = 1: no upgoing waves from the source are considered
switch 8 = 0: layer parameter read in
          = 1: inhomogeneous velocity-depth-distribution read in
              (subroutine INHOM)
switch 9 = 0: layer parameter THICKNESS
          P-, S-velocity, density (switch 8 must be 0)
          = 1: layer parameter DEPTH
          P-, S-velocity, density (switch 8 must be 0)
switch 10 = 0: no phase velocity window
           = 1,2... : two-sided cos**n window
switch 11 = 0: no frequency window
           = 1,2...: two-sided cos**n window
switch 12 = 0: no earth-flattening approximation
           = 1: earth-flattening approx. applied (switch 8 must be 1)
switch 13 : only for EXPLOSIVE source
           = 0: Bessel function calculated only by its far-field approx.
              (normal case)
           = 1: near-field approx. of bessel-fct. applied for small
              arguments (only needed for small offsets)
switch 14 : FREE
switch 15 = 0: list of seismograms is printed
           = 1: no list of seismograms
switch 16 = 0: calculation of direct wave
           = 1: direct wave not included in calculation
              (if no. of transmitting layers >= no. of source layer)
switch 17 = 0: explosive source
           = 1: double couple
           = 2: point source
           = 4: line source
switch 18 = 0: Fuchs-Mueller signal
           = 1: delta pulse
           = 2: Heaviside step function
           = 3: Momentfunction after Bruestle
           = 5: digitized source signal (as e.g. from real data)
              to be given at the end of *.rnr file
           = 6: Ricker wavelet
switch 19 : only if switch 17 = 1
           = 0: Read in Moment tensor

```

```

      = 1: Moment tensor after Aki
      = 2: Moment tensor after Mueller
switch 20    : only if switch 17 != 1
      = 0: give index of the source- and receiver layer
      = 1: give depth of source- and receiver layer (recommended!)
switch 21 = 0: no multiple reflections between source and receiver
      = 1: multiple reflections are considered between source and
           receiver

3. line (format 4I5)
   ISO IRE MDECK NRHO NH
   ISO: number of source layer (1 = first layer)
   IRE: number of receiver layer (0 = surface)
   MDECK: number of layers above the reflective zone (MDECK=0: full response)
   NRHO: for earth-flattening approximation
   NH: if switch 17 = 1: No. of sources

4. line (format 2F10.4): only if switch 20 = 1:
   depth of source and depth of receivers in km

5. line to N.th line: Model parameters (format 6F10.4,I10 for each line)
   DEPTH (km), P-vel. (km/s), Qp, S-vel. (km/s), Qs, density(kg/dm**3), NHS
   NHS = 0: discontinuity
   NHS = 1: homogeneous layer
   NHS = N: approximate gradient from velocity in previous line with N layers
   or likewise (if switch 9 = 0):
   THICKNESS(km), P-vel. (km/s), Qp, S-vel. (km/s), Qs, density(kg/dm**3), NHS

   if S-velocity negative, Vs=0 (liquid uppermost layer (Water))
   if P-vel. is given only (as above), S-vel. is set to Vp/sqrt(3) and density
   is set to 0.252+0.3788*Vp (Birch's law)
   Maximum number of layers is parameter NLA in the source code

N+1 to M. line:(not in example above) only for double couple(switch 17=1 or 5)
format F10.4 : depth of receiver
format 5f10.4:
X-loc of source i, Y-loc of source i, Z-loc i, source time, strength of
pointsource i
one line for each source i
format 6f10.4: orientation of double couple:
      if switch 19=0 give M11,M12,M13,M22,M23,M33
      if switch 19=1 give Strike, dip, slip(rake), phi, delta, lambda
      if switch 19=2 vectors f1,f2,f3,N1,N2,N3 normal to node planes

M+1st line: blank line!
M+2nd line: format 4f10.4,I10
      first receiver, last receiver, receiver increment, azimuth, no. of
receivers

M+3rd line: format 2F10.4
      reduction velocity in km/s, minimum time in seismogram

M+4th line: format 4f10.4,i10
      min phase velocity, lower corner, upper corner, max phase velocity, No. of
slownesses
      Maximum possible No. of slownesses is parameter NPA in source code

M+5th line: format 5f10.4

```

min. frequency, lower corner, upper corner, max. frequency, reference freq.
for Q

if reference frequency for Q=0, Q is frequency independent
The parameter NFR (maximum No. of frequencies) in the source
code should be bigger than sampling rate*No. of samples*frequency band

M+6th line: format f10.4,3I10,2f10.4

DT, NPTS, NA, N, T, TSIGMA

DT: sampling rate

NPTS: number of samples

NA: number of zeros before signal

N: number of extrema of signal

T: length of signal (in seconds): this gives the dominant frequency of
input signal

TSIGMA: time value for anti-aliasing filter (should be 20-50% of DT*NPTS)

M+7th line: format 8f10.4, only if switch 18 = 5

give digitized source signal with same sampling rate than given above (DT)
end input with value -9999

Limit of calculations:

Calculations are limited by some constants defined in the source code
change them if appropriate (make sure to use a big enough computer)

NFR = 1250 : maximum number of frequencies
(sampling rate * No. of samples * frequency band)
NLA = 400 : 2*maximum No. of layers (including layers with NHS>1)
NPA = 8000 : maximum No. of slownesses (see M+4th line)
NDIS = 200 : Maximum No. of Distances (receivers), see M+2nd line
NCOMP = 100 : Max. Number of computaions (first line in REFLECT.DAT)

How to choose some of the parameters:

Source- and receiver depth:

it is recommended to give the model in DEPTH coordinates, i.e.
switch 20 should be 1. The source should be not directly at the
surface (source layer = 1 in line 3, source depth > 0.0 in line 4)
below the deepest geophone has to be at least one reflecting layer.

phase velocity window (M+4th line):

the phase velocity can be estimated using the following formula:

$$c=V/\sin(\phi), \text{ with } \tan(\phi)=x/2*z$$

with V=velocity, x=offset, z=depth.

The minimum phase velocity is yielded by inserting the smallest
velocity and biggest offset, the maximum phase velocity by inserting
the biggest velocity and the smallest offset. For the correct
calculation of direct waves and head waves, the minimum phase
velocity should be smaller than the smallest velocity in the model.

The maximum number of slownesses is crucial for the accuracy as it gives the number of sampling points for the integration over slownesses (by method of stationary phase). it can be estimated as:

$$N > 4 * F_{max} * X_{max} * (1/c_{min} - 1/c_{max})$$

with

Fmax: maximum frequency of calculation
 Xmax: maximum offset
 cmin: minimum slowness
 cmax: maximum slowness

frequency window:

the frequency window has, of course, to fit to the input signal whose dominant frequency is given by the number of extrema (N in M+6th line) divided by twice its duration (T in M+6th line) the max. frequency has to be smaller than the Nyquist frequency given by DT in M+6th line.

Number of samples:

The length of calculations (DT * NPTS) should be twice the maximum possible reduced two-way time (see reduction velocity below).

Reduction velocity (M+3rd line):

Typically used for large (crustal, > 100km) distances to keep amount calculation and amount of output data small.

If receiver increment is < 1 km, reduction velocity should be zero.

 FORMAT OF OUTPUT:

stderr is written to file PSVSH.OUT, it is a logfile giving detailed information about the calculation itself

the calculation time is logged by producing the files bl.dat and el.dat. The difference in creation time of these files gives the time needed for calculation.

Of course, nohup and/or time can be used as well... the provided example (crustal refraction study) takes about 10 min on a HP9000 workstation.

The actual seismograms are written to files *.psv (for P- and Sv component; unit 2) and *.sh (for Sh component, if chosen; unit 3) the formatted output looks like this:

```

header                - 7A6
NLAY,MDECK,ISO,ISS4   - 4I5
Z(I),D(I),A(I),B(I),RHO(I) - 5F10.4 I=1,NLAY
NENT - No. of distances - I5
X(I)                  - 7F10.3 I=1,NENT
VRED,TMIN,DT          - 3F10.4
for KE=1,NENT {
  R(KE),ABSAZ,IKOMP   - 2F15.5,I5
  NPTS,BALMAX         - /I10,E15.4
  SEIS(I), I=1,NPTS  - 16F5.0
  R(KE)               - /I10
}

```

CONVERSION ROUTINES:

This distribution includes 2 conversion routines to convert the calculated synthetic seismograms into other formats suitable for further processing.

- a) ref2asc:
 ref2asc converts the output into 3-column ascii format suitable for GMT. Typing the program name without any options gives an online help on how to use it. Plotting can be done with the c-shell-script plot_psv (also included) which uses GMT's pswiggle to plot the seismograms. For this purpose, you need to have GMT installed (see <http://imina.soest.hawaii.edu/gmt/> for further information)
- b) ref2sep:
 ref2sep works similar to ref2asc, but converts to SEPlib seismic data format. See <http://sepwww.stanford.edu/software/seplib/> for further information

REFERENCES:

- Fuchs, K., 1968b: Das Reflexions- und Transmissionsvermoegen eines geschichteten Mediums mit beliebiger Tiefenverteilung der elastischen Moduln und der Dichte fuer schraegen Einfall ebener Wellen. Zeitschrift fuer Geophysik, Vol. 34, p.389-413
- Fuchs, K. and Mueller, G., 1971: Computation of synthetic seismograms with the reflectivity method and comparison to observations. Geophys. J. R. Astron. Soc. Vol. 23, p. 417-433
- Fuchs, K., 1975: Synthetic Seismograms of PS reflections from a transition zone computed with the reflectivity method. J. Geophys, vol. 41, p. 445-462
- Sandmeier, K-J. and Wenzel, F, 1986: Synthetic seismograms for a complex crustal model. Gephys. Res. Lett., vol. 14, p.22-25

B – CARTÃO DE ENTRADA PARA O MODELO TESTE BACIA SEDIEMNTAR

O cartão de entrada para rodar o programa psvsh.f é mostrado abaixo. Os dados desse arquivo são armazenados no arquivo test.rmr.

```

Crustal Model  Fsignal=3.33Hz
0 0 1 0 1 0 0 1 1 2 1 0 0 0 1 0 0 0 0 1 0 0 0 0 0
 1 0 1 0 1
0.0500 0.0000 0.0000 0.0000
0.0000 6.0000 0.0000 0.0000 0.0000 0.0000 0
15.000 6.0 1
15.000 6.5 0
25.000 6.5 1
25.000 8.0 0
35.000 8.2 10
35.000 8.2 0
40.000 8.2 1

1.0000 200.0000 2.0000 0.0000
8.0000 0.0
3.0000 3.5000 575.0000 600.00 3200
0.0000 0.5000 10.0000 12.0000 0.0000
0.0400 512 0 2 0.3000 0.0000
    
```

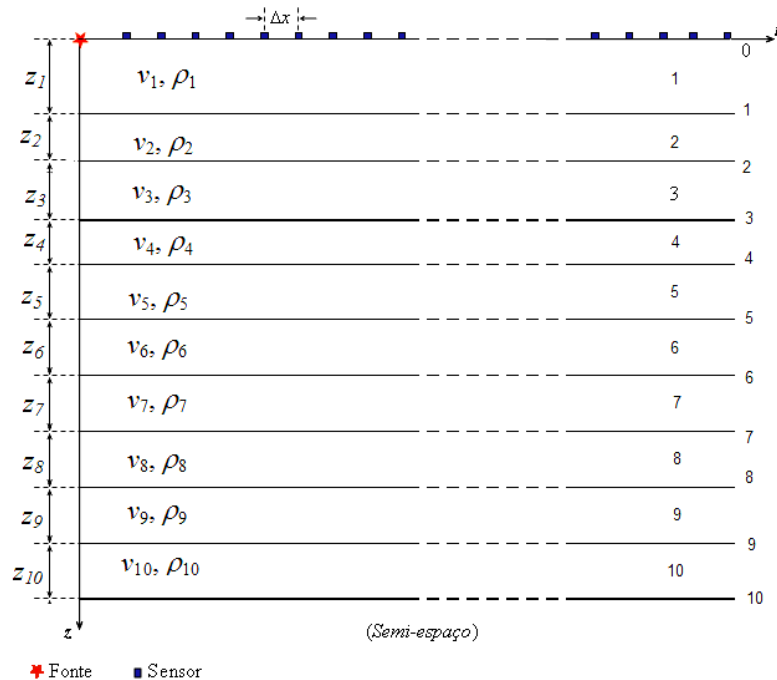


Figura 1. Representação do modelo sísmico da subsuperfície utilizado para calcular os sismogramas sintéticos pelo método da refletividade.

C – ARQUIVO DE ENTRADA DO MODELO TESTE CROSTAL

O arquivo de entrada REFLECT.DAT chama o arquivo modelo_10.rmr (cartão de entrada) para gerar os arquivos de saída test.psv e test.sh.

```
1
modelo_10.rmr
modelo_10.psv
modelo_10.sh
```

D – MAKEFILE

```

# Makefile for Reflectivity distribution

# machine architecture:
# linux, sgi, hpux
ARCH = $(shell ./util/macharch.sh)

.SUFFIXES:

.SUFFIXES: .f .c .o

FOBJECTS = psvsh.o
COBJECTS1 = ref2asc.o
COBJECTS2 = ref2sep.o

ifeq (linux,$(ARCH))
F77 = g77
CC = gcc
endif
ifeq (hpux,$(ARCH))
F77 = f77
CC = cc
CFLAGS = -Aa
endif

CLIBS = -lm

.f.o:
    ${F77} -c -o $@ $<
.c.o:
    ${CC} -c ${CFLAGS} -o $@ $<

help: ;
    @echo "Synthetic Seismograms using the Reflectivity program"
    @echo ""
    @echo "    gmake help: print this help"
    @echo "    "
    @echo "    gmake all: compile reflectivity program psvsh"
    @echo "                and conversion programs"
    @echo "    "
    @echo "    gmake ref2asc: compile conversion program ref2asc"
    @echo "    "
    @echo "    gmake ref2sep: compile conversion program ref2sep"
    @echo "    "
    @echo "    gmake test: run example model test.rmr"
    @echo "                and plot it using GMT and the "
    @echo "                c-shell script plot_psv"

all: psvsh ref2asc ref2sep;

psvsh: ${FOBJECTS}
    ${F77} -o psvsh ${FOBJECTS} ${CLIBS}

ref2asc: ${COBJECTS1}
    ${CC} ${CFLAGS} -o ref2asc ${COBJECTS1} ${CLIBS}

```

```
ref2sep: ${COBJECTS2}
        ${CC} ${CFLAGS} -o ref2sep ${COBJECTS2} ${CLIBS}

psvsh.o: psvsh.f
ref2asc.o: ref2asc.c
ref2sep.o: ref2sep.c

test: test.psv ref2asc;
      plot_psv test

test.psv: psvsh;
         time psvsh

.PHONY: clean distclean

clean:
        -rm -f *.o *.ps *.p *.sv *.sh *.vp *.vs *.rho *.H *.H@

distclean:
        -rm -f psvsh ref2asc ref2sep ${FOBJECTS} ${COBJECTS1} ${COBJECTS2} \
        PSVSH.OUT *.ps *.p *.sv *.sh *.vp *.vs *.rho *.H *.H@
```