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

GEO213 – TRABALHO DE GRADUAÇÃO

APLICAÇÃO DE MIGRAÇÃO RTM PRÉ-EMPILHAMENTO ORIENTADA AO ALVO POR SÍNTESE DE FRENTES DE ONDA

TIAGO SANTOS CABRAL

SALVADOR – BAHIA

DEZEMBRO – 2011

Aplicação de migração RTM pré-empilhamento orientada ao alvo por síntese de frentes de onda

por

Tiago Santos Cabral

GEO213 – TRABALHO DE GRADUAÇÃO

Departamento de Geologia e Geofísica Aplicada

do

Instituto de Geociências

da

Universidade Federal da Bahia

Comissão Examinadora

Dr. Marco Antonio Barsottelli Botelho - Orientador

Dr. Djalma Manoel Soares Filho

Dra. Jacira Cristina de Freitas Lucas

Data da aprovação: 21/12/2011

Aos meus pais, que sempre estiveram ao meu lado durante toda esta trajetória.

RESUMO

A migração é uma etapa do processamento de dados sísmicos na qual a energia das reflexões é reposicionada para as verdadeiras localizações das interfaces em subsuperfície. Realizar a migração antes do empilhamento fornece melhores resultados em meios geologicamente complexos do que a migração pós-empilhamento. Dentre os algoritmos de migração pré-empilhamento, a migração reversa no tempo (RTM) é o mais robusto, por utilizar a equação bidirecional da onda, porém possui elevado custo computacional. Devido à necessidade crescente da indústria de petróleo de explorar novas fronteiras, algoritmos de migração computacionalmente mais eficientes têm sido buscados. Boechat (2007) propôs um algoritmo de migração RTM orientada ao alvo por síntese de frentes de onda que possui um custo computacional muito menor do que o método convencional.

Neste trabalho, foi aplicada a migração RTM pré-empilhamento convencional a quatro modelos sintéticos, simulando situações em que o alvo se encontra sob camadas complexas. Foram utilizados operadores de diferenças finitas de 2ª ordem no tempo e 4ª ordem no espaço para aproximar as derivadas da equação acústica da onda. Os resultados são comparados com os campos de velocidade originais. Depois de verificada a eficácia desse método de migração, a migração RTM orientada ao alvo proposta por Boechat é aplicada a três desses modelos, e o resultado comparado com a migração pré-empilhamento convencional, a fim de estudar a aplicabilidade desse método de menor custo computacional a alvos de difícil imageamento.

ABSTRACT

Migration is a step of the seismic processing fluxogram where the reflections' energy is repositioned on the true locations of the interfaces in subsurface. When migration is applied before stacking, better results are obtained in geologically complex media than when using post-stack migration. Among the pre-stack migration algorithms, reverse time migration (RTM) is the most robust, but it has high computational cost. Because of petroleum industry's rising needs of exploring new frontiers, computationally more efficient migration algorithms have been researched. Boechat (2007) proposed a target-oriented RTM by synthesis of wavefronts algorithm which has a much lower computational cost than the conventional method.

In this work, pre-stack RTM was applied to four synthetic models, simulating situations where the target is under complex layers. Finite difference operators (2^{nd} order in time and 4^{th} order in space) were used to approximate derivatives in the acoustic wave equation. The results are compared to the original velocity fields. After the accuracy of this migration method is verified, target-oriented RTM proposed by Boechat is applied to three of these models, and the results are compared to the conventional pre-stack migration's, to study the applicability of this method, which has lower computational costs, to targets difficult to image.

ÍNDICE

ÍNDICE DE FIGURAS

INTRODUÇÃO

A Geofísica é uma ciência voltada ao estudo das propriedades físicas da Terra e dos materiais terrestres. A medida dessas propriedades nos permite, indiretamente, obter informações acerca do interior da Terra. Por esse motivo, os métodos geofísicos são utilizados extensivamente pelas indústrias de exploração de recursos subterrâneos, sejam minerais, energéticos ou hídricos.

Na indústria de exploração de hidrocarbonetos, o método geofísico mais utilizado é o método sísmico de reflexão, que tem como princípio físico a propagação de ondas sísmicas no interior da Terra, à qual estão associados os fenômenos de difração, reflexão, conversão, transmissão, etc., devido às variações das propriedades elásticas dos materiais que o compõem. A aquisição e o tratamento dos dados são normalmente caros e demorados, mas têm como resultado imagens da sub-superfície de boa resolução.

Dentre as etapas do processamento de dados sísmicos de reflexão, uma das mais importantes é a migração, que consiste em reposicionar a energia sísmica registrada na posição dos receptores para a posição em sub-superfície onde as reflexões realmente ocorreram. Existem diversos algoritmos de migração utilizados pela indústria, mas a maioria deles se baseia em uma solução da equação acústica unidirecional da onda, distinguindo-se entre si através da maneira como a implementam. Podemos citar, por exemplo, aqueles que utilizam uma solução integral da equação da onda através da integral de Kirchhoff (French, 1975; Schneider, 1978) e aqueles baseados em uma implementação no domínio frequência–número de onda (Stolt, 1978). Esses métodos são limitados pela equação unidirecional da onda, que é capaz de descrever a propagação da onda no eixo z apenas para baixo ou apenas para cima, e por isso não fornecem bons resultados nos casos em que as interfaces refletoras de interesse possuem alta inclinação.

A *migração reversa no tempo* (Loewenthal e Mufti, 1983; McMechan, 1983; Baysal et al., 1983), ou *migração RTM*, é um método de migração que difere dos citados por utilizar a equação completa da onda, fornecendo melhores resultados em regiões geologicamente complexas. A ideia do método ao imagear uma interface em sub-superfície é usar a equação da onda para despropagar a frente de onda registrada na superfície até o instante em que ocorreu a reflexão na interface.

No fluxograma clássico de processamento sísmico CMP, a migração deve ser aplicada à chamada seção empilhada (migração pós-empilhamento). A seção empilhada se trata de uma aproximação da seção de afastamento nulo — aquela que seria obtida se pudéssemos posicionar os receptores na mesma posição da fonte sísmica durante a aquisição dos dados e se conseguíssemos registrar apenas as ondas refletidas, sem múltiplas e convertidas. Além disto, quando as interfaces refletoras possuem alto mergulho ou quando o meio geológico possui muitas variações laterais de velocidade sísmica, essa aproximação não é aceitável. Como os algoritmos de migração supõem que o dado de entrada é a seção de afastamento nulo, mesmo a migração RTM não produzirá resultados perfeitos. Em muitos casos, a aplicação de correções como a de *dip-moveout* (ou DMO) antes do empilhamento fornece resultados satisfatórios, mas nos casos em que a geologia local é muito complexa, apenas a migração realizada antes do empilhamento fará um imageamento adequado.

Os primeiros algoritmos de migração RTM pré-empilhamento foram implementados já na década de 80 (Sun e McMechan, 1986; Faria, 1986). Construiu-se um algoritmo que emprega só a técnica das diferenças finitas para extrapolar a frente de onda, guardando o tempo de chegada desta onda descendente em cada ponto da malha, gerando uma matriz de tempos de imagem, e posteriormente realiza a retropropagação ou a migração reversa no tempo (Botelho e Stoffa, 1988; Botelho e Stoffa, 1989). Botelho e Stoffa (1991), em seu trabalho, realizaram a migração RTM de dados reais marinhos não empilhados com configurações variáveis de fonte e receptores.

Apesar disso, até hoje a utilização desse método de migração pela indústria de exploração de hidrocarbonetos é limitada, o que se deve ao seu alto custo computacional. Com o avanço das tecnologias de processamento computacional (inclusive de processamento paralelo) e com a crescente necessidade de se buscar hidrocarbonetos em regiões de fronteira e de geologia complexa, é provável que seja cada vez mais utilizado.

Na década de 90 e de 2000, foram desenvolvidos vários trabalhos com o objetivo de melhorar o desempenho computacional da migração RTM pré-empilhamento. Dentre eles, muitos utilizaram métodos que se baseiam na síntese de frentes de onda em profundidade. O trabalho pioneiro de Berkhout (1992) introduziu a tecnologia *areal shot records*, que permite sintetizar frentes de onda em todas as partes do modelo. Os trabalhos de Rietveld, Berkhout e Wapenaar (1992) e Rietveld (1995) aplicam a tecnologia *areal shot records* e introduzem o conceito de iluminação controlada para gerar uma frente de onda pré-definida em subsuperfície e realizar a migração de maneira mais eficiente. Nesses trabalhos, a síntese de frentes de onda foi realizada no domínio da frequência, utilizando a equação unidirecional.

Boechat (2007) propôs um algoritmo de migração orientada ao alvo por síntese de frentes de onda no domínio do tempo, utilizando a equação acústica da onda bidirecional. Por usar a equação da onda bidirecional, teoricamente, esse método pode fornecer resultados tão eficazes quanto a migração pré-empilhamento convencional.

Neste trabalho, iremos aplicar os algoritmos de migração reversa no tempo convencional, de alto custo computacional, e o algoritmo proposto por Boechat (2007) a dados sintéticos. Verificaremos a atuação desses métodos quando aplicados no imageamento de alvos sob estruturas complexas.

No Capítulo 1, revisaremos os princípios físicos do método sísmico, incluindo a aproximação acústica da onda que utilizaremos neste trabalho, e os principais métodos de aquisição. O Capítulo 2 trata da modelagem de dados sísmicos; a modelagem através da aproximação da equação da onda por operadores de diferenças finitas é utilizada nas aplicações deste trabalho, e as principais considerações são feitas nesse capítulo. O Capítulo 3 explica o algoritmo de migração pré-empilhamento convencional, enquanto o Capítulo 4 explica o algoritmo de migração proposto por Boechat. Por fim, no Capítulo 5, são mostrados os resultados da aplicação desses métodos de migração a dados sintéticos.

CAPÍTULO 1

O Método Sísmico de Reflexão

A sísmica de reflexão é um método geofísico baseado na propagação de ondas mecânicas em sub-superfície devido às propriedades elásticas das rochas e dos fluidos no interior delas. Essas ondas são produzidas artificialmente por fontes sísmicas, geralmente posicionadas na superfície, enquanto receptores registram os tempos de chegada e as amplitudes das ondas que retornam, depois de serem refletidas pelas interfaces entre meios geológicos com propriedades elásticas distintas.

Dentre os métodos geofísicos, ela se destaca por fornecer imagens das estruturas geológicas com boa resolução, mesmo a grandes profundidades. Entretanto, devido aos elevados custos de aquisição e processamento de dados sísmicos, sua aplicação na exploração de água subterrânea e de minérios é limitada. Por outro lado, para a indústria de petróleo e gás natural, o conhecimento detalhado das estruturas geológicas é fundamental para detectar as armadilhas de hidrocarbonetos. Nesse caso, o aumento das chances de sucesso que o método sísmico proporciona compensa sobremaneira os seus custos, fato que explica por que grandes volumes de dados sísmicos são adquiridos sobre bacias sedimentares com potencial petrolífero.

1.1 Princípios físicos

1.1.1 Deformações elásticas e lei de Hooke

Quando se aplicam forças externas sobre a superfície de uma amostra de material sólido ou líquido, modificam-se a sua forma ou o seu volume (ou ambos). Opõem-se a essa modificação as forças internas que unem os constituintes microscópicos do material, e assim, quando cessam as forças externas, o material tende a retornar à sua condição inicial. A essa propriedade damos o nome de *elasticidade* (Duarte, 2003). Os materiais terrestres são perfeitamente elásticos quando as deformações são pequenas, o que é uma suposição razoável para as deformações envolvidas no método sísmico, com exceção àquelas próximas às fontes.

Para descrever matematicamente as deformações elásticas, considere a Figura 1.1, na qual é representado um elemento de volume cúbico infinitesimal cujas faces estão sob a ação

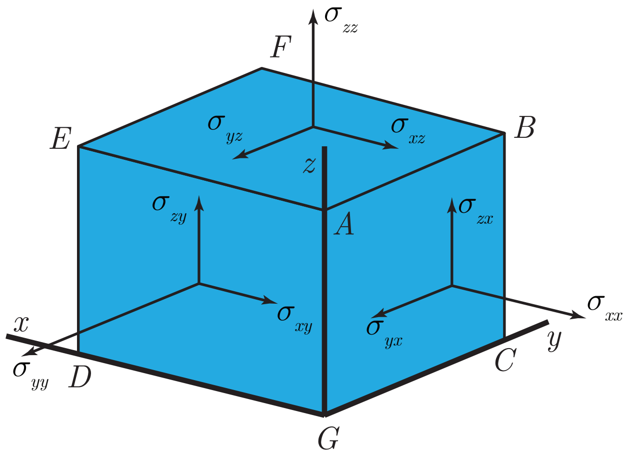


Figura 1.1: Elemento de volume cúbico infinitesimal cujas faces estão submetidas a tensões normais e cisalhantes, localizado no interior de um material perfeitamente elástico e isotrópico.

de forças. A *tensão* sobre uma das faces é definida como a intensidade da força que nela atua por unidade de área. Na figura, o símbolo σ_{ij} representa a componente da tensão paralela ao eixo i sobre uma face perpendicular ao eixo j.

As tensões σ_{ij} podem causar deslocamentos nos pontos no interior e na superfície do cubo. Seja então $\boldsymbol{\zeta} = u\hat{\mathbf{i}}+v\hat{\mathbf{j}}+w\hat{\mathbf{k}}$ o vetor deslocamento de um desses pontos. Se o cubo sofrer deformação, u, v e w poderão ser diferentes para cada ponto do cubo, ou seja, $u = u(x, y, z)$, $v = v(x, y, z)$ e $w = w(x, y, z)$. As mudanças relativas de comprimento para cada dimensão do cubo são chamadas de *deformações normais*:

$$\begin{aligned} \epsilon_{xx} &= \frac{\partial u}{\partial x}, \\ \epsilon_{yy} &= \frac{\partial v}{\partial y}, \\ \epsilon_{zz} &= \frac{\partial w}{\partial z}. \end{aligned} \tag{1.1}$$

A ocorrência de deformações normais implica numa mudança relativa no volume do cubo, que é dada por

$$\Delta = \epsilon_{xx} + \epsilon_{yy} + \epsilon_{zz} = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = \boldsymbol{\nabla} \cdot \boldsymbol{\zeta}. \tag{1.2}$$

Definem-se também as *deformações de cisalhamento*, que são uma medida da mudança da forma do cubo (Sheriff e Geldart, 1995):

$$\begin{aligned}\epsilon_{xy} = \epsilon_{yx} &= \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y},\\ \epsilon_{yz} = \epsilon_{zy} &= \frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z},\\ \epsilon_{zx} = \epsilon_{xz} &= \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x}.\end{aligned} \tag{1.3}$$

A *lei de Hooke* estabelece que, para pequenas deformações, existe uma relação linear entre as tensões e as deformações. Em meios anisotrópicos, cada componente da deformação pode depender de todos os componentes da tensão, tornando-se necessário recorrer a tensores para expressar matematicamente a lei de Hooke. Entretanto, em meios isotrópicos, a relação se simplifica consideravelmente, podendo ser escrita como (Mavko et al., 2009):

$$\sigma_{ij} = \begin{cases} \lambda\Delta + 2\mu\epsilon_{ij}, & \text{se } i = j; \\ \mu\epsilon_{ij}, & \text{se } i \neq j; \end{cases} \tag{1.4}$$

onde λ e μ, conhecidos como *constantes de Lamé*, dependem do material e das condições termodinâmicas. A constante μ também é conhecida como módulo de cisalhamento.

1.1.2 A equação elástica da onda

A partir da segunda lei de Newton, podemos verificar que as propriedades elásticas dos materiais (nos quais vale a lei de Hooke) possibilitam a propagação de ondas. Tomando-se a resultante das forças (por unidade de volume) que atuam na direção do eixo x sobre o volume da Figura 1.1 e aplicando-se a segunda lei de Newton, obtém-se

$$\rho\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = \frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{xz}}{\partial z}, \tag{1.5}$$

onde ρ é a densidade do material.

Utilizando a lei de Hooke — Equação (1.4) — e as Equações (1.1) e (1.3), podemos substituir as tensões pelas deformações na Equação (1.5) para obter uma relação envolvendo apenas os deslocamentos u, v e w:[1]

$$\begin{aligned}\rho\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} &= \lambda\frac{\partial \Delta}{\partial x} + 2\mu\frac{\partial \epsilon_{xx}}{\partial x} + \mu\frac{\partial \epsilon_{xy}}{\partial y} + \mu\frac{\partial \epsilon_{xz}}{\partial z}\\ &= \lambda\frac{\partial \Delta}{\partial x} + \mu\left[2\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x \partial y} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}\right) + \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x \partial z} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2}\right)\right]\\ &= (\lambda + \mu)\frac{\partial \Delta}{\partial x} + \mu\nabla^2 u.\end{aligned} \tag{1.6}$$

[1] Implícita nesse cálculo está a suposição de que os meios são homogêneos, para permitir a simplificação das derivadas espaciais. Meios heterogêneos são tratados dividindo-os em camadas homogêneas e aplicando-se condições de contorno nas interfaces.

Repetindo o argumento acima para os eixos y e z, obtêm-se para v e w equações semelhantes. Os três resultados podem ser expressos através da equação vetorial

$$\rho \frac{\partial^2 \boldsymbol{\zeta}}{\partial t^2} = (\lambda + \mu)\boldsymbol{\nabla}\Delta + \mu \nabla^2 \boldsymbol{\zeta}. \tag{1.7}$$

A Equação (1.7), que relaciona as derivadas de segunda ordem espaciais do vetor deslocamento com a sua derivada temporal de segunda ordem, descreve a propagação de ondas elásticas em meios homogêneos e isotrópicos.

1.1.3 Modos de propagação da onda elástica

Apesar de a Equação (1.7) ser conhecida como equação vetorial elástica da onda, ela não tem a forma de equação de onda,

$$\frac{1}{v^2}\frac{\partial^2 f}{\partial t^2} = \nabla^2 f, \tag{1.8}$$

onde f é um campo escalar ou vetorial que se propaga sob a forma de onda e v é a velocidade de propagação. Porém, a partir dela podemos obter duas diferentes equações de onda.

Tomando-se a divergência da Equação (1.7), obtém-se

$$\frac{1}{\alpha^2}\frac{\partial^2 \Delta}{\partial t^2} = \nabla^2 \Delta, \tag{1.9}$$

onde $\alpha^2 = (\lambda + 2\mu)/\rho$. Por outro lado, se tomarmos o rotacional da Equação (1.7), obteremos

$$\frac{1}{\beta^2}\frac{\partial^2 \boldsymbol{\Theta}}{\partial t^2} = \nabla^2 \boldsymbol{\Theta}, \tag{1.10}$$

onde $\beta^2 = \mu/\rho$ e $\boldsymbol{\Theta} = \boldsymbol{\nabla} \times \boldsymbol{\zeta}/2$.

Como Δ representa a mudança relativa no volume das partículas, podemos interpretar da Equação (1.9) que as compressões ou dilatações se propagam sob a forma de uma onda com velocidade α. Já a Equação (1.10) representa a equação de onda, com velocidade β, para as componentes de rotação do movimento das partículas. O primeiro tipo de onda é denominado onda compressional, dilatacional, irrotacional, longitudinal ou P, enquanto o segundo é denominado onda cisalhante, rotacional, transversal ou S.

A diferença entre os modos de propagação das ondas P e S é ilustrada na Figura 1.2, onde mostra-se como as partículas do material são deformadas durante a passagem de uma onda P e de uma onda S planas.

É importante observar que, como os parâmetros λ, μ e ρ são positivos, $\alpha > \beta$ em qualquer meio, ou seja, as ondas P se propagam com velocidade maior que as ondas S. Além disso, experimentalmente verifica-se que fluidos apresentam $\mu = 0$, o que vem da propriedade dos fluidos de não apresentarem resistência ao cisalhamento. Daí decorre que as ondas S não se propagam em fluidos, pois neles $\beta = 0$.

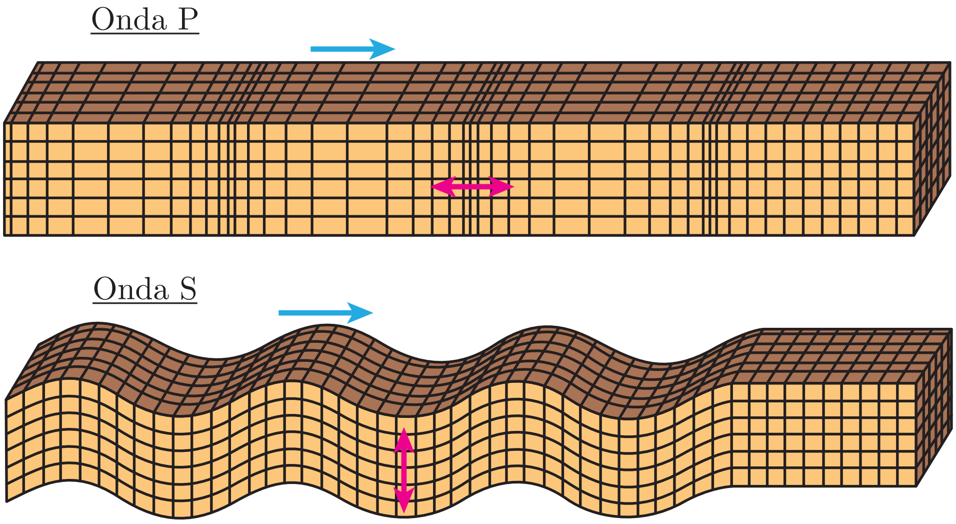


Figura 1.2: Representação esquemática da deformação sofrida por um material em que se propagam ondas planas do tipo P e do tipo S. Os elementos das malhas representam as partículas do material. Adaptado de Sheriff e Geldart (1995).

1.1.4 Aproximação acústica para a equação de onda

A Equação (1.7), apesar de ser uma excelente descrição da propagação de ondas elásticas, possui complexidade matemática que torna difícil a sua utilização na prática. Portanto, na sísmica de reflexão, para simplificar o tratamento matemático, é usual fazer a suposição de que o meio tem comportamento acústico como um fluido, ou seja, de que não há propagação de ondas S.

Tal aproximação, que a princípio não tem cabimento, vale-se do fato de que tradicionalmente no método sísmico são utilizadas apenas as informações trazidas pela onda P, considerando-se a onda S como ruído. O principal motivo para abrir mão da onda S é que, por ser uma onda transversal, são necessários dois graus de liberdade para descrevê-la, o que torna mais difíceis e mais caras a confecção de geofones (receptores sísmicos) e o processamento dos dados; na verdade, em aquisições marítimas, nem é possível detectar diretamente as ondas S. Em levantamentos terrestres que buscam alvos profundos, típicos daqueles envolvidos na exploração de petróleo, a propagação da onda se dá predominantemente na direção vertical, tornando-se fácil detectar apenas as ondas P. Além disso, como a velocidade das ondas S é menor que a das ondas P, seria necessário um tempo de registro maior para detectá-las, o que aumentaria o volume de dados, bem como o custo de armazenamento e processamento.

Entretanto, deve-se ter em mente que todas esses fatos não justificam completamente a aproximação; a descrição da propagação da onda no interior da Terra deveria ser feita no mínimo com a equação elástica, tomando-se a equação acústica apenas por conveniência matemática.

Além de remover as ondas S da teoria, a aproximação acústica permite expressar a equação da onda P em termos do campo de pressões. Da lei de Hooke, Equação (1.4), se $\mu = 0$, conclui-se que as tensões cisalhantes são nulas e que as tensões normais valem

$$P = \lambda \Delta, \tag{1.11}$$

onde $P = P(x, y, z)$ é o campo de pressões, definido como o valor das tensões normais sobre cada ponto do meio acústico. Substituindo a Equação (1.11) na Equação (1.9), verifica-se que o campo de pressões satisfaz a equação de onda:

$$\frac{1}{\alpha^2} \frac{\partial^2 P}{\partial t^2} = \nabla^2 P. \tag{1.12}$$

1.1.5 Princípio de Huygens

Matematicamente, a equação 1.12 descreve a propagação de ondas em meios acústicos. Por outro lado, ela não fornece uma visão intuitiva de como ocorre a propagação da onda. Para representar graficamente a propagação, é comum utilizar-se o conceito de *frente de onda*, que é o lugar geométrico dos pontos que apresentam o mesmo tempo de percurso da onda.

O *princípio de Huygens* estabelece que, conhecida a frente de onda em certo instante t_0, podemos determinar a nova posição da frente de onda num instante posterior $t_0 + \Delta t$ considerando cada ponto da frente de onda original como uma nova fonte de ondas.

A Figura 1.3 ilustra o princípio de Huygens em um meio acústico homogêneo onde a velocidade da onda P vale v. Para determinar a frente de onda $A'B'$ correspondente ao instante $t_0 + \Delta t$, desenham-se superfícies esféricas centradas em cada ponto da frente de onda AB correspondente ao instante t_0, com raios iguais a $v\Delta t$.

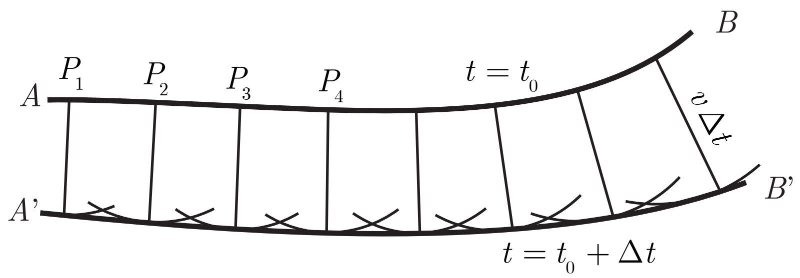


Figura 1.3: Utilização do princípio de Huygens para obter a frente de onda no instante $t_0 + \Delta t$, conhecendo-se a sua posição no instante t_0, em um meio homogêneo (Telford et al., 1990).

1.1.6 Reflexão e transmissão nas interfaces

As equações de onda discutidas nos itens anteriores descrevem apenas a propagação de ondas em meios homogêneos. Para descrever o comportamento da onda quando se propaga de um

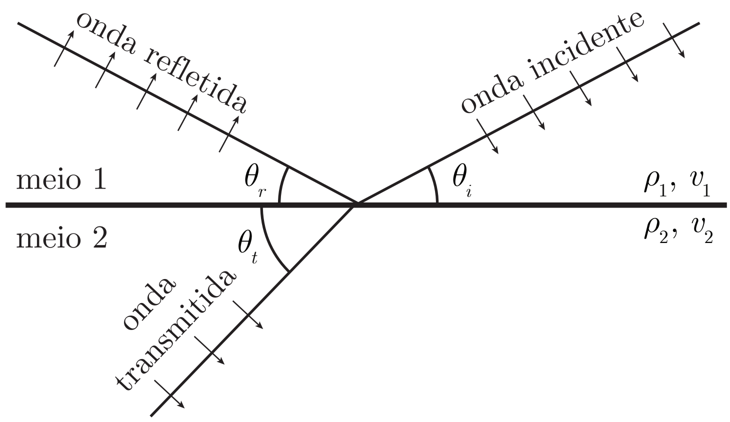


Figura 1.4: Frente de onda plana incidindo sobre a interface entre os meios 1 e 2 a partir do meio 1, produzindo uma frente de onda refletida que retorna para o meio 1 e uma frente de onda transmitida que se propaga para o meio 2.

meio para outro com propriedades elásticas diferentes, deve-se aplicar condições de contorno. O fenômeno mais usual que ocorre quando a frente de onda incide em uma interface é aquele em que uma parte da energia é transmitida e a outra é refletida.

A Figura 1.4 mostra uma frente de onda plana que incide sobre a interface entre os meios acústicos 1 e 2, formando um ângulo θ_i. As frentes da onda refletida e transmitida formam, respectivamente, ângulos θ_r e θ_t com a interface. A relação entre os ângulos é dada por:

$$\frac{\operatorname{sen}\theta_i}{v_1} = \frac{\operatorname{sen}\theta_r}{v_1} = \frac{\operatorname{sen}\theta_t}{v_2} = p, \tag{1.13}$$

onde v_1 e v_2 são, respectivamente, as velocidades de propagação da onda P nos meios 1 e 2 e p é conhecido como parâmetro do raio. A primeira igualdade mostra que o ângulo de incidência é igual ao ângulo de reflexão. A segunda igualdade, conhecida como *lei de Snell*, mostra que os senos dos ângulos de incidência e de refração são proporcionais à velocidade da onda sísmica do meio em que a onda se propaga.

A relação entre as amplitudes das ondas em meios elásticos é dada pelas *equações de Zoeppritz* (Zoeppritz, 1919). Na forma geral, a complexidade matemática das equações de Zoeppritz dificulta interpretações físicas. Por outro lado, considerando-se meios acústicos e incidência normal (ou seja, ângulo de incidência nulo), elas se simplificam consideravelmente. Se ρ_1 e ρ_2 são as densidades dos meios 1 e 2 (Figura 1.4), e v_1 e v_2 são as velocidades da onda P nesses meios, as equações se reduzem a (Sheriff e Geldart, 1995)

$$\begin{aligned} R &= \frac{\rho_2 v_2 - \rho_1 v_1}{\rho_1 v_1 + \rho_2 v_2} \text{ e} \\ T &= \frac{2\rho_2 v_2}{\rho_1 v_1 + \rho_2 v_2}, \end{aligned} \tag{1.14}$$

onde R é a razão entre a amplitude da onda refletida e a amplitude da onda incidente, e T

é a razão entre a amplitude da transmitida e amplitude da onda incidente. Os parâmetros R e T são conhecidos como *coeficiente de reflexão* e *coeficiente de transmissão* do par de meios. Para ângulos de incidência pequenos, de até 15°, as Equações (1.14) são uma boa aproximação.

Essas equações mostram que a reflexão e a transmissão, no caso da incidência normal, são controladas pela propriedade $I = \rho v$, que é conhecida como *impedância acústica.* Ocorre reflexão se a onda atravessa meios com impedâncias acústicas distintas, e quanto maior a diferença de impedância, maior a amplitude da onda refletida. Além disso, deve-se observar que se a impedância do meio de incidência for maior que a do meio de transmissão, R é negativo, ou seja, a reflexão ocorre com inversão de fase.

Nas Equações (1.14), pode ser feita ainda mais uma aproximação. Para as rochas sedimentares, que constituem a maior parte da crosta terrestre, a faixa de variação das densidades é muito estreita quando comparada com a faixa de variação de velocidades sísmicas (com a notável exceção dos casos em que a rocha armazena gás), podendo-se considerar que a densidade é constante. Nesse caso, têm-se

$$\begin{aligned} R &\simeq \frac{v_2 - v_1}{v_1 + v_2} \text{ e} \\ T &\simeq \frac{2v_2}{v_1 + v_2}. \end{aligned} \tag{1.15}$$

Essa simplificação é muito utilizada porque, em geral, obter uma estimativa do campo de velocidades sísmicas a partir dos dados sísmicos é mais fácil do que obter uma estimativa das densidades. O fato de que as variações de densidade, quando existem, tendem a acompanhar as variações de velocidade sísmica, contribui para diminuir o erro associado a essa aproximação.

1.2 Aquisição de dados

As aquisições de dados sísmicos realizadas em programas de exploração de hidrocarbonetos frequentemente envolvem grandes equipes de profissionais, com até centenas de pessoas. Somando-se isso ao fato de que as áreas estudadas podem ser da ordem de quilômetros quadrados, compreende-se por que a maior parte dos gastos do método sísmico de reflexão é voltada à aquisição de dados. Os custos são ainda maiores na aquisição de dados sísmicos tridimensionais (3D), em que a quantidade de equipamentos, a complexidade dos arranjos, o número de considerações envolvidas e o volume de dados é ainda maior. Neste trabalho, por simplicidade, trataremos apenas da sísmica de reflexão bidimensional (2D), cujos conceitos principais podem ser facilmente adaptados para o caso 3D.

1.2.1 Fontes e receptores

No método sísmico de reflexão, a energia se propaga no interior da Terra na forma de ondas, as quais são produzidas por fontes artificiais. Em aquisições terrestres, utilizam-se principalmente fontes de impacto (como martelos e pesos abandonados de grandes alturas), fontes vibratórias (como o *vibroseis*) e fontes explosivas. A utilização destas últimas normalmente requer que os explosivos sejam colocados em cavidades, que são escavadas especialmente para esse fim. Por força da tradição, mesmo que a fonte não seja explosiva, a ativação da fonte é chamada de *tiro*. Em aquisições marítimas, a fonte mais comum é um dispositivo que descarrega ar sob alta pressão na água, conhecido como pistola de ar ou *airgun*.

Sensores ou receptores sísmicos são utilizados para detectar a passagem de frentes de onda (supostamente refletidas pelas interfaces em sub-superfície) nos locais em que são posicionados. Os receptores sísmicos utilizados em aquisições terrestres são chamados de *geofones*, enquanto aqueles utilizados em aquisições marinhas são chamados de *hidrofones*. Apesar de os seus princípios de funcionamento serem diferentes — o primeiro utiliza uma bobina móvel e o segundo, o fenômeno da piezoeletricidade — ambos transformam a energia mecânica de propagação da onda em sinais elétricos, para que possam ser registrados.

O registro dos sinais é armazenado na forma de uma série temporal chamada de *traço sísmico*, em que o campo de pressões ou de deformações é amostrado discretamente. O intervalo de amostragem normalmente é da ordem de milissegundos ou de décimos de milissegundos.

Na prática, para aumentar a razão sinal-ruído, a indústria de exploração de petróleo utiliza, para cada posição de registro, grupos de receptores próximos um ao outro. Os registros desses receptores são somados para produzir um único traço sísmico.

1.2.2 Arranjos de aquisição

O termo *arranjo* se refere às posições relativas, na linha de aquisição, entre as fontes e os centros dos grupos de receptores (Sheriff e Geldart, 1995). Os arranjos de aquisição sísmica mais utilizados são o *end-on spread* e o *split spread* (Figura 1.5).

No arranjo *split spread*, grupos de receptores são distribuídos igualmente espaçados entre si em cada lado da fonte, simetricamente. No arranjo *end-on spread*, os grupos também são igualmente espaçados, mas são posicionados apenas em um dos lados da fonte. Em ambos os casos, para realizar tiros em diferentes posições, todo o arranjo é movido, mantendo-se, quando possível, a disposição entre fonte e grupos de receptores.

Para que os receptores não sejam danificados, eles não são colocados muito próximos à fonte, ou seja, existe um intervalo ao redor da fonte sem receptores. A distância entre a

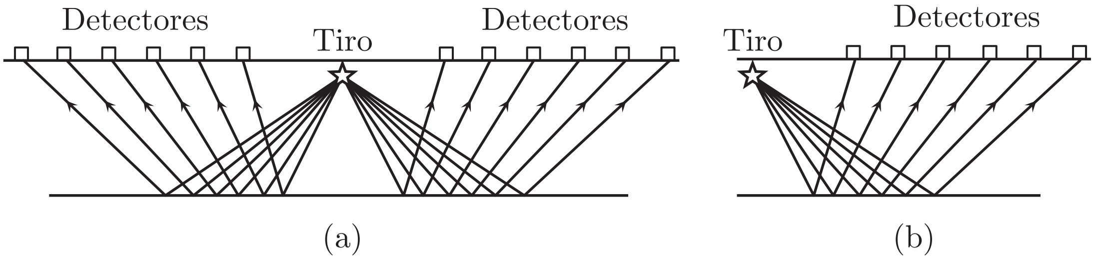


Figura 1.5: Arranjos de aquisição sísmica 2D mais utilizados: (a) *split spread* e (b) *end-on spread*. Cada quadrado representa um grupo de receptores que realiza o registro em uma única posição.

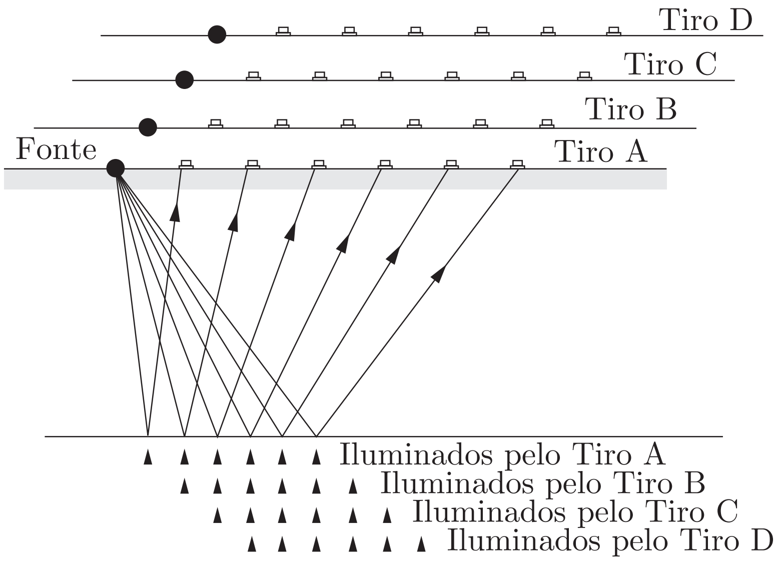


Figura 1.6: Esquema de aquisição simples, mostrando apenas 4 tiros e 6 canais de registro, com o objetivo de ilustrar o método de aquisição CMP. Observe que a distância entre os pontos médios é a metade da distância entre os grupos de receptores. Adaptada de Milson (2003).

fonte e o grupo de receptores mais próximo é chamada de afastamento ou *offset* mínimo.

1.2.3 O método de aquisição CMP

Na Figura 1.5, observamos que um tiro ilumina apenas uma pequena parte da interface horizontal, de aproximadamente metade do comprimento total do arranjo. Para iluminar uma extensão maior, devem-se realizar mais tiros.

A princípio, poderíamos imaginar que, para minimizar a razão custo-benefício da operação, o espaçamento entre tiros deveria ser calculado de maneira a não imagear novamente os mesmos pontos da interface. Entretanto, esse tipo de aquisição, que foi muito utilizado até a década de 60, produz dados sísmicos extremamente ruidosos. É por isso que, nas aquisições atuais, propositalmente toma-se um espaçamento entre tiros pequeno para iluminar o mesmo ponto mais de uma vez, como mostrado na Figura 1.6. Durante o processamento dos dados, os traços correspondentes ao mesmo ponto são somados; com isso, os ruídos aleatórios tendem a se cancelar, ao contrário dos eventos correspondentes às reflexões, que são coerentes e tendem a se somar construtivamente.

Nesse método, supõe-se que o ponto iluminado encontra-se abaixo do ponto médio entre a posição da fonte e a do grupo de receptores, o que dá a ele o nome de método do ponto médio comum, ou método CMP (do inglês, *common midpoint method*). Apesar de, obviamente, esse raciocínio ser exato apenas se as interfaces refletoras forem planas e horizontais, a aquisição de dados é realizada dessa maneira até os dias de hoje, fornecendo bons resultados na grande maioria dos casos.

CAPÍTULO 2

Modelagem de Dados Sísmicos

Dado um modelo geológico, como seriam os dados sísmicos obtidos se fosse realizada uma aquisição sobre ele? As técnicas que buscam responder a essa pergunta recebem o nome de *modelagem sísmica*.

Na indústria de hidrocarbonetos, a modelagem é uma ferramenta importante principalmente como auxiliar na interpretação de dados sísmicos e para a caracterização de reservatórios. A modelagem mostra se o modelo geológico interpretado produz eventos similares aos encontrados nos sismogramas reais e também auxilia a correlação de dados de poços com as seções sísmicas. A modelagem ajuda também no planejamento da geometria de aquisição de dados sísmicos, permitindo testar que tipos de arranjos fornecerão um iluminação mais eficiente das camadas que estão sendo estudadas.

Por fim, a modelagem pode contribuir para o estudo de algoritmos e métodos mais eficientes para o processamento. Depois de criado um novo algoritmo, muitas vezes é vantajoso testá-lo inicialmente em dados controlados, ou seja, que possuam apenas os ruídos aos quais o algoritmo se aplique, que sejam adquiridos sobre um modelo geológico que possa tornar o algoritmo realmente vantajoso, e em que o resultado ideal, desejado, seja conhecido. Desta forma, apesar de o tema central deste trabalho ser a etapa do processamento conhecida como migração, utilizaremos extensivamente a modelagem para criar dados sintéticos nos quais poderemos testar os algoritmos.

Na interpretação de estruturas complexas, existem principalmente dois tipos de modelagem sísmica a partir dos quais dados sintéticos podem ser obtidos: a modelagem física e a modelagem numérica. A modelagem física simula aquisições através de modelos análogos aos geológicos, porém em miniatura e usando materiais físicos diversos (resinas, cobre, aço, alumínio, acrílico, etc.) montados em escala de laboratório mas que permitam estabelecer uma escala de proporcionalidade com o modelo verdadeiro. Já a modelagem numérica simula a propagação de ondas utilizando modelos que envolvem soluções numéricas da equação acústica ou elástica da onda e, geralmente, o auxílio do computador. Neste trabalho, usaremos exclusivamente o segundo tipo, que se baseia em um número maior de aproximações, mas possui maior flexibilidade e menor custo.

Vale ressaltar que na solução numérica é necessário um modelo matemático que descreva com razoável precisão o fenômeno físico, que no nosso caso é a propagação de ondas elásticas no interior da Terra. Utilizaremos, por simplicidade, a aproximação acústica para a equação da onda, dada pela Equação (1.12). Como trabalharemos apenas com dados sísmicos 2D, admitiremos ainda que o modelo é bidimensional, ou seja, o campo de velocidades sísmicas e o campo de pressões são invariáveis no eixo y. Nessas condições, a derivada $\partial^2 P/\partial y^2$ é nula e a Equação (1.12) se torna

$$\frac{\partial^2 P(x,z,t)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 P(x,z,t)}{\partial z^2} - \frac{1}{[v(x,z)]^2}\frac{\partial^2 P(x,z,t)}{\partial t^2} = 0, \tag{2.1}$$

onde passamos a simbolizar a velocidade da onda P por v.

Por fim, para simular a fonte sísmica utilizada na aquisição, é necessário acrescentar mais um termo à Equação (2.1):

$$\frac{\partial^2 P(x,z,t)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 P(x,z,t)}{\partial z^2} - \frac{1}{[v(x,z)]^2}\frac{\partial^2 P(x,z,t)}{\partial t^2} = f(t)\delta(x-x_s)\delta(z-z_s), \tag{2.2}$$

onde $f(t)$ descreve a variação temporal da amplitude da fonte e x_s e z_s são as coordenadas da fonte.

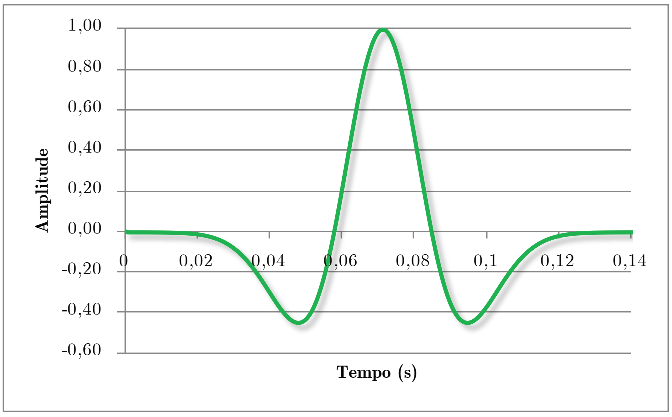
2.1 Função fonte

Cada fonte sísmica emite um pulso característico cuja forma é conhecida como *assinatura da fonte*. A assinatura da fonte é implementada na Equação (2.2) através da função $f(t)$. Na modelagem numérica, costuma-se escolher uma função fonte com características desejáveis: ela deve ser limitada tanto no domínio do tempo — para simular um pulso de curta duração — e no domínio da frequência — para permitir um controle maior quando for feita a discretização. No nosso caso, como veremos na Seção 2.6, é especialmente conveniente uma função fonte cuja frequência máxima (ou frequência de corte), f_{corte}, possa ser controlada. Aquela que será utilizada neste trabalho é a derivada de segunda ordem da função gaussiana (Cunha, 1997):

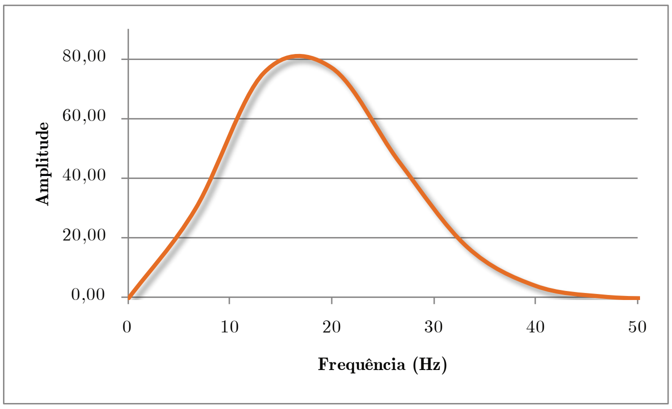
$$f(t) = \left[1 - 2\pi(\pi f_c t_d)^2\right] e^{-\pi(\pi f_c t_d)^2}, \tag{2.3}$$

onde $f_c = f_{\text{corte}}/3\sqrt{\pi}$ é um parâmetro relacionado à frequência de corte e $t_d = t - 2\sqrt{\pi}/f_c$ é um tempo defasado, cuja finalidade é tornar a função fonte não nula apenas em instantes positivos.

Em todas as aplicações realizadas neste trabalho, utilizou-se a função fonte de frequência máxima igual a 50 Hz. Trata-se de uma frequência baixa, portanto não fornecerá sismogramas de alta resolução, mas por outro lado ajudará a conter o efeito da dispersão numérica (como será visto na Seção 2.6). Na Figura 2.1, são representados os gráficos da função fonte dada pela Equação (2.3) e do seu espectro de amplitudes, considerando-se a frequência máxima de 50 Hz.



(a)



(b)

Figura 2.1: Representação da função fonte baseada na derivada de segunda ordem da função gaussiana, considerando-se uma frequência máxima de 50 Hz. Em (a) é mostrado o gráfico da função e em (b), o seu espectro de amplitudes.

2.2 Discretização do campo de pressões

Para realizar a modelagem utilizando a Equação (2.1), é necessário buscar uma solução para ela. Trata-se de uma equação diferencial parcial de segunda ordem, com derivadas em x, z e t, e não é fácil obter a solução analítica. A alternativa é utilizar um método numérico, que pode ser implementado com o auxílio do computador. Como o computador possui memória finita, é necessário discretizar o campo de pressões.

Duas limitações são inerentes a um campo discretizado. A primeira delas é que as variáveis independentes deixam de ser contínuas, podendo assumir como valores apenas múltiplos inteiros do intervalo de amostragem de cada variável[2]. Nesse sentido, faremos as

[2]Estamos tratando aqui apenas de campos regularmente discretizados, ou seja, cujos intervalos de amostragem são invariáveis.

seguintes substituições:

$$\begin{aligned} &x \text{ por } i\Delta x, \\ &z \text{ por } j\Delta z \text{ e} \\ &t \text{ por } n\Delta t, \end{aligned} \tag{2.4}$$

onde i, j e n são as variáveis discretas, inteiras, e Δx, Δz e Δt são os intervalos de amostragem.

A segunda limitação é que o campo não pode se estender infinitamente no espaço ou no tempo. Portanto, deve haver limites mínimo e máximo para i, j e n:

$$\begin{aligned} &1 \leq i \leq N_x, \\ &1 \leq j \leq N_z \text{ e} \\ &1 \leq n \leq N_t. \end{aligned} \tag{2.5}$$

A fim de simplificar a notação, passaremos a nos referir ao campo de pressões discretizado $P(i\Delta x, j\Delta z, n\Delta t)$ simplesmente por $P^n_{i,j}$. Da mesma maneira, a função fonte $f(t)$ na forma discretizada passará a ser $f(n\Delta t)$, ou f^n.

2.3 Operadores de diferenças finitas

Utilizando-se a série de Taylor truncada, pode-se obter expressões aproximadas, porém simples, para as derivadas de segunda ordem, o que nos permitirá encontrar uma solução numérica para a Equação (2.2). A depender do ponto onde a série é truncada, obtêm-se aproximações de ordens 2, 4, 6 e assim sucessivamente. Neste trabalho, serão utilizadas aproximações de 2ª ordem para a derivada temporal e de 4ª ordem para as derivadas espaciais.

Aplicando a série de Taylor a $P^n_{i\pm1,j}$, obtém-se

$$P^n_{i\pm1,j} = P^n_{i,j} \pm \Delta x \left.\frac{\partial P}{\partial x}\right|^n_{i,j} + \frac{(\Delta x)^2}{2!}\left.\frac{\partial^2 P}{\partial x^2}\right|^n_{i,j} \pm \frac{(\Delta x)^3}{3!}\left.\frac{\partial^3 P}{\partial x^3}\right|^n_{i,j} + \dots \tag{2.6}$$

Somando-se as séries correspondentes a $P^n_{i-1,j}$ e a $P^n_{i+1,j}$, eliminam-se os termos que contêm derivadas de ordem ímpar:

$$P^n_{i+1,j} + P^n_{i-1,j} = 2P^n_{i,j} + (\Delta x)^2 \left.\frac{\partial^2 P}{\partial x^2}\right|^n_{i,j} + \frac{2(\Delta x)^4}{4!}\left.\frac{\partial^4 P}{\partial x^4}\right|^n_{i,j} + \dots \tag{2.7}$$

Truncando-se a Equação (2.7), tomando até o segundo termo, obtém-se a aproximação de segunda ordem por diferenças finitas para a derivada segunda:

$$\left.\frac{\partial^2 P}{\partial x^2}\right|^n_{i,j} \simeq \frac{1}{(\Delta x)^2}(P^n_{i+1,j} - 2P^n_{i,j} + P^n_{i-1,j}). \tag{2.8}$$

Uma aproximação mais precisa (de quarta ordem) seria obtida se no truncamento da Equação (2.7) fosse mantido o termo da derivada quarta. Uma aproximação para essa derivada pode ser encontrada aplicando-se a Equação (2.8):

$$\begin{aligned}
\left.\frac{\partial^4 P}{\partial x^4}\right|_{i,j}^{n} &= \frac{\partial^2}{\partial x^2}\left(\frac{\partial^2 P}{\partial x^2}\right)\Bigg|_{i,j}^{n} \\
&\simeq \frac{1}{(\Delta x)^2}\left[\frac{1}{(\Delta x)^2}(P^n_{i+2,j} - 2P^n_{i+1,j} + P^n_{i,j})\right. \\
&\qquad \left. - \frac{2}{(\Delta x)^2}(P^n_{i+1,j} - 2P^n_{i,j} + P^n_{i-1,j}) + \frac{1}{(\Delta x)^2}(P^n_{i,j} - 2P^n_{i-1,j} + P^n_{i-2,j})\right] \\
&= \frac{1}{(\Delta x)^4}(P^n_{i+2,j} - 4P^n_{i+1,j} + 6P^n_{i,j} - 4P^n_{i-1,j} + P^n_{i-2,j}).
\end{aligned} \tag{2.9}$$

Substituindo a Equação (2.9) na Equação (2.7), obtemos, finalmente, a aproximação de quarta ordem por diferenças finitas da derivada segunda:

$$\left.\frac{\partial^2 P}{\partial x^2}\right|_{i,j}^{n} \simeq \frac{1}{12(\Delta x)^2}\left(-P^n_{i-2,j} + 16P^n_{i-1,j} - 30P^n_{i,j} + 16P^n_{i+1,j} - P^n_{i+2,j}\right). \tag{2.10}$$

Raciocínios análogos levam à aproximação de 4ª ordem para a derivada segunda em relação a z,

$$\left.\frac{\partial^2 P}{\partial z^2}\right|_{i,j}^{n} \simeq \frac{1}{12(\Delta z)^2}\left(-P^n_{i,j-2} + 16P^n_{i,j-1} - 30P^n_{i,j} + 16P^n_{i,j+1} - P^n_{i,j+2}\right), \tag{2.11}$$

e à aproximação de 2ª ordem para a derivada segunda em relação a t,

$$\left.\frac{\partial^2 P}{\partial t^2}\right|_{i,j}^{n} \simeq \frac{1}{(\Delta t)^2}(P^{n+1}_{i,j} - 2P^n_{i,j} + P^{n-1}_{i,j}). \tag{2.12}$$

2.4 Solução numérica da equação acústica da onda através dos operadores de diferenças finitas

Obtidas as aproximações de 2ª ordem no tempo e 4ª ordem no espaço, podemos utilizá-las para resolver a equação acústica da onda. Assim, substituindo as Equações (2.10), (2.11) e (2.12) na Equação (2.2) e isolando o termo $P^{n+1}_{i,j}$, tem-se

$$\begin{aligned}
P^{n+1}_{i,j} &= 2P^n_{i,j} - P^{n-1}_{i,j} - 2{,}5(A_x + A_z)P^n_{i,j} \\
&\quad + \frac{A_x}{12}\left(-P^n_{i-2,j} + 16P^n_{i-1,j} + 16P^n_{i+1,j} - P^n_{i+2,j}\right) \\
&\quad + \frac{A_z}{12}\left(-P^n_{i,j-2} + 16P^n_{i,j-1} + 16P^n_{i,j+1} - P^n_{i,j+2}\right) \\
&\quad + f^n\delta(i - i_s)\delta(j - j_s),
\end{aligned} \tag{2.13}$$

onde $A_x = [v(x,z)\Delta t/\Delta x]^2$ e $A_z = [v(x,z)\Delta t/\Delta z]^2$.

Através da Equação (2.13), pode-se determinar o campo de pressões no instante $n+1$ se for conhecido o campo de pressões nos instantes n e $n-1$. Em outras palavras, ela nos permite simular a propagação da onda acústica.

Neste trabalho, os dados sintéticos serão produzidos utilizando-se a Equação (2.13) para introduzir a fonte na posição desejada no modelo desejada e para propagar o campo de ondas, desde o instante inicial $n = 1$ até o instante final $n = N_t$. A cada passo no tempo, é registrado o campo de pressões na posição dos receptores.

Devemos lembrar também que, por estarmos resolvendo uma equação diferencial, são necessárias condições iniciais e condições de contorno. Como condição inicial, iremos supor que o campo de pressões é nulo antes da realização do tiro (ou seja, para $n < 1$). Já as condições de contorno que usaremos serão discutidas na Seção 2.7.

Um caso especial da Equação (2.13) é aquele em que a malha de discretização é quadrada, ou seja, $\Delta x = \Delta z$. Nesse caso, teremos $A_x = A_z = A$, e assim, a equação de propagação se simplifica para

$$\begin{aligned}P_{i,j}^{n+1} = -\frac{A}{12}\Big[&\left(P_{i-2,j}^n + P_{i+2,j}^n + P_{i,j-2}^n + P_{i,j+2}^n\right) \\ &- 16\left(P_{i-1,j}^n + P_{i+1,j}^n + P_{i,j-1}^n + P_{i,j+1}^n\right) \\ &+ 60P_{i,j}^n \Big] \\ &+ 2P_{i,j}^n - P_{i,j}^{n-1} + f^n\delta(i-i_s)\delta(j-j_s). \end{aligned} \tag{2.14}$$

Quando a malha for quadrada, é vantajosa a utilização da Equação (2.14) no lugar da Equação (2.13), a fim de reduzir o tempo computacional.

2.5 Condição de estabilidade

Os parâmetros Δt, Δx e Δz, infelizmente, não podem ser escolhidos de maneira arbitrária. Se os coeficientes A_x e A_z não obedecerem a determinada condição, o processo descrito acima deixa de ser estável. Quando o processo se torna instável, a resposta obtida em cada passo de tempo é artificialmente amplificada, afastando-se cada vez mais da resposta desejada, que é a solução do problema (Bulcão, 2004).

Faria (1986) obteve a expressão que define o critério de estabilidade para o caso em que estamos trabalhando (operadores de diferenças finitas de 2ª ordem no tempo e 4ª ordem no espaço):

$$\left(\frac{v_{\text{máx}}\Delta t}{\Delta x}\right)^2 + \left(\frac{v_{\text{máx}}\Delta t}{\Delta z}\right)^2 \leq \frac{3}{4}, \tag{2.15}$$

onde $v_{\text{máx}}$ é o maior valor presente no modelo de velocidades.

Considerando uma malha quadrada, a desigualdade (2.15) se torna

$$\frac{v_{\text{máx}}\Delta t}{\Delta x} \leq \sqrt{\frac{3}{8}}. \tag{2.16}$$

A restrição imposta pelo critério de estabilidade constitui uma desvantagem do algoritmo de diferenças finitas: para satisfazer a desigualdade (2.15) ou a desigualdade (2.16), muitas vezes é necessário tomar valores pequenos de Δt. Com isso, aumenta-se o número de passos no tempo para os quais o campo de pressões é recalculado durante a propagação, e portanto aumenta-se o custo computacional do método.

2.6 Dispersão numérica

A *dispersão* é um efeito físico provocado pelo meio de propagação. Esse fenômeno ocorre quando a velocidade de propagação do pulso de energia, denominada *velocidade de grupo*, difere das velocidades de propagação de cada componente espectral, denominadas *velocidades de fase*. À medida que a onda se propaga, a forma do pulso vai se modificando devido à variação nas diferenças de fase de cada componente de frequência em relação aos outros. Os meios que provocam dispersão são chamados de *meios dispersivos*.

Para determinado componente espectral do pulso, com frequência angular ω e número de onda k, a velocidade de fase é definida como

$$v_{\text{fase}} = \frac{\omega}{k}. \tag{2.17}$$

Por outro lado, a velocidade grupo é dada por

$$v_{\text{grupo}} = \frac{\omega(k)}{k}, \tag{2.18}$$

onde a função $\omega(k)$ é conhecida como relação de dispersão.

Nos meios homogêneos e isotrópicos, como aqueles com que estamos trabalhando, $\omega(k)$ é uma função linear. Portanto, segundo as Equações (2.17) e (2.18), as velocidades de fase são iguais às velocidades de grupo, de onde se conclui que esse tipo de meio não é dispersivo.

Entretanto, Faria (1986) mostrou que, na solução numérica da equação acústica da onda por meio de operadores de diferenças finitas, v_{fase} e v_{grupo} passam a ser funções do espaçamento entre pontos da malha, da frequência e do ângulo de propagação. Além de deixarem de ser constantes, v_{fase} e v_{grupo} variam de formas diferentes. Assim, durante a simulação da propagação da onda, ocorrerá um tipo de dispersão de natureza não física conhecida como *dispersão numérica*.

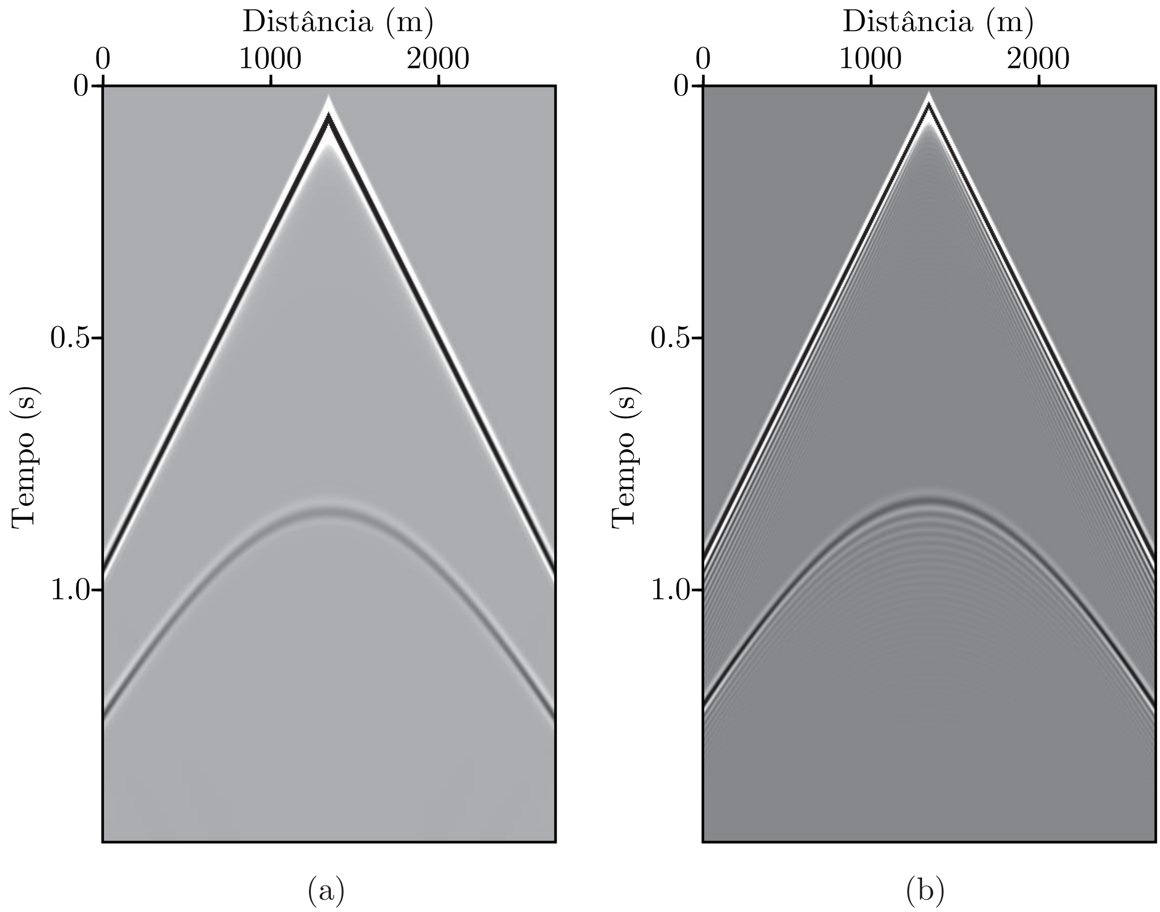


Figura 2.2: Efeito da dispersão numérica sobre um dado sintético. O sismograma em (a) foi adquirido utilizando-se uma fonte com $f_{\text{corte}} = 60$ Hz, enquanto o sismograma em (b) foi adquirido utilizando-se uma fonte com $f_{\text{corte}} = 100$ Hz.

As expressões que definem as variações citadas são bastante complexas. Entretanto, de forma geral, quanto maiores forem a frequência máxima da função fonte e os intervalos de amostragem espaciais, e quanto menor for a velocidade de propagação no meio, mais acentuado será o efeito da dispersão numérica. Essa observação sugere que, para reduzir a dispersão numérica, deve-se satisfazer uma condição do tipo (Bulcão, 2004):

$$h \leq \frac{v_{\text{mín}}}{\alpha f_{\text{corte}}}, \tag{2.19}$$

onde $h = \max(\Delta x, \Delta z)$ e α é um parâmetro *empírico* que determina quantos pontos da malha serão empregados para representar o menor comprimento de onda, considerando uma onda de frequência f_{corte} se propagando em um meio com velocidade sísmica $v_{\text{mín}}$.

As famílias de tiro comum da Figura 2.2 ilustram o efeito da dispersão numérica. Para gerar ambos os sismogramas utilizou-se o mesmo campo de velocidades, mas definiu-se a frequência máxima da fonte de 60 Hz no primeiro caso e 100 Hz no segundo. Observa-se que a dispersão numérica é mais aparente se a frequência da função fonte for maior.

2.7 Condições de contorno e atenuação das reflexões nas faces

Numa aquisição sísmica, a região onde a onda se propaga é limitada apenas pela superfície de aquisição. Entretanto, na modelagem, o modelo de velocidades é limitado por quatro faces. Em três dessas faces, o comportamento esperado é de que não ocorram reflexões, mas para isso é necessário utilizar condições de contorno adequadas.

A condição de contorno mais simples é a condição de Dirichlet, que consiste em zerar o campo de pressões nas bordas. Entretanto, como essa condição produz reflexão total das ondas nas bordas (Reynolds, 1978), sua utilização não é adequada para as bordas esquerda e direita e para a base do modelo. Entretanto, ela pode ser utilizada no topo para simular o elevado contraste de impedância acústica entre a terra e o ar ou entre a água e o ar (Fichman, 2005):

$$P_{i,j}^{n} = 0, \tag{2.20}$$

para todo i, para todo n e para $1 \leq j \leq 2$.

Nas demais faces, deve-se utilizar outras condições, que não produzam reflexões espúrias. Reynolds (1978) definiu condições de contorno não reflexivas para uma onda se propagando unidimensionalmente. A condição de contorno para a face direita, considerando uma onda se propagando da esquerda para a direita, é

$$\frac{\partial P}{\partial x} = -\frac{1}{v}\frac{\partial P}{\partial t}. \tag{2.21}$$

Esta equação pode ser resolvida utilizando aproximações de primeira ordem para as derivadas, ou seja, a substituição de uma derivada pela diferença entre o termo e o anterior dividida pelo intervalo de amostragem:

$$P_{i,j}^{n+1} = P_{i,j}^{n} - \frac{v\Delta t}{\Delta x}\left(P_{i,j}^{n} - P_{i-1,j}^{n}\right), \tag{2.22}$$

para todo j e n, e com $N_x - 1 \leq i \leq N_x$.

As condições de contorno para as demais faces são análogas. Na borda esquerda, tem-se

$$P_{i,j}^{n+1} = P_{i,j}^{n} + \frac{v\Delta t}{\Delta x}\left(P_{i+1,j}^{n} - P_{i,j}^{n}\right), \tag{2.23}$$

para todo j e n, e com $1 \leq i \leq 2$.

Na base do modelo,

$$P_{i,j}^{n+1} = P_{i,j}^{n} - \frac{v\Delta t}{\Delta z}\left(P_{i,j}^{n} - P_{i,j-1}^{n}\right), \tag{2.24}$$

para todo i e n, e com $N_z - 1 \leq j \leq N_z$.

As condições de contorno de Reynolds, dadas pelas Equações (2.22), (2.23) e (2.24), são aproximações unidimensionais, portanto não suprimem completamente as reflexões no caso bidimensional. Por isto, complementamos essas condições de contorno utilizando o esquema proposto por Cerjan et al. (1985), que consiste em envolver o modelo por uma zona de amortecimento numérico ("caixa de areia") em que a amplitude da onda é reduzida gradualmente. O campo de pressões nessa zona é multiplicado por um fator G que diminui exponencialmente em direção às bordas (ou seja, a absorção *aumenta* nessa direção).

Seja N_a o número de colunas (ou linhas) da malha de absorção. Os fatores de absorção G são calculados da seguinte forma:

$$G = \mathrm{e}^{-[f_{\mathrm{abs}}(k-1)]^2}, \tag{2.25}$$

onde f_{abs} é o fator de absorção e k é um inteiro que varia de 1 a N_a, crescendo em direção às bordas.

O fator de absorção deve ser escolhido cuidadosamente: se for muito alto, a onda sofrerá reflexão assim que adentrar a zona de absorção. Por outro lado, se for baixo, a onda conseguirá atravessá-la, refletir nas bordas e retornar ao modelo sem que seja completamente absorvida. O melhor valor de f_{abs} depende do modelo, portanto deve ser obtido empiricamente. Nas aplicações realizadas neste trabalho, foi utilizado o valor 0,0023.

Para atenuar ao máximo as reflexões nas bordas, as condições de Reynolds e as zonas de amortecimento de Cerjan foram usadas em conjunto, como ilustrado na Figura 2.3.

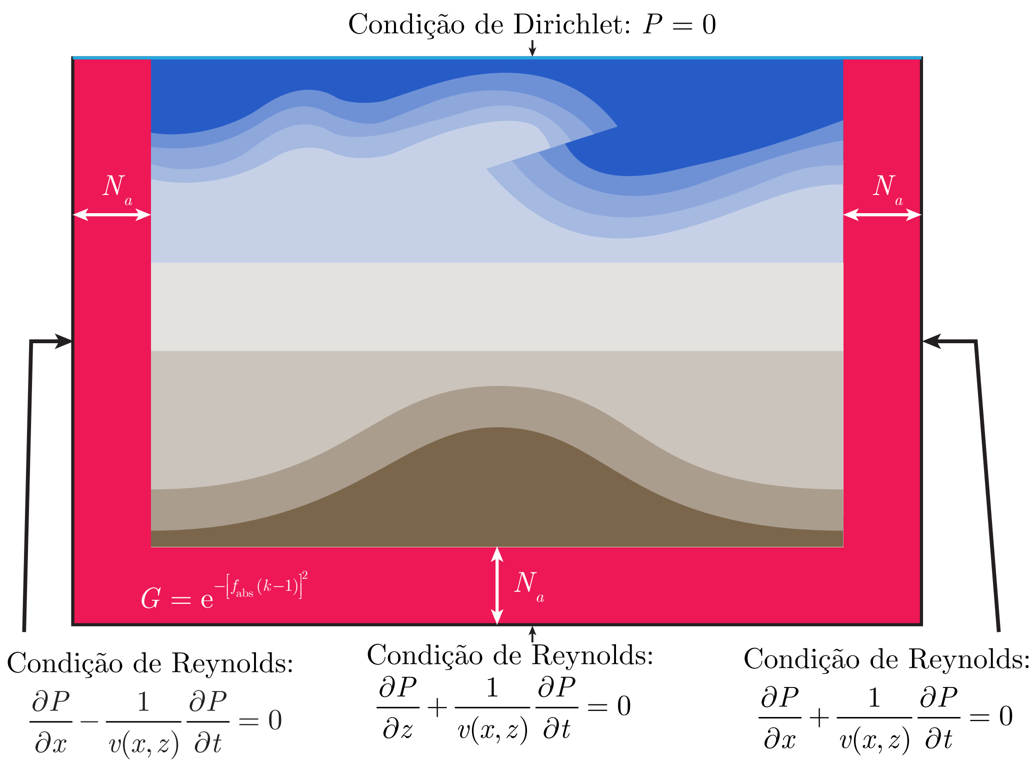


Figura 2.3: Esquema representando as condições de contorno e as zonas de amortecimento utilizadas nas modelagens realizadas neste trabalho.

CAPÍTULO 3

Migração Reversa no Tempo Pré-Empilhamento

Quando se aplica qualquer método geofísico, deseja-se conhecer as características do alvo que está sendo estudado em sub-superfície. No caso do método sísmico, a característica mais importante é a disposição estrutural das camadas geológicas. Todavia, o dado registrado na superfície é nada mais que uma manifestação dos efeitos da propagação da onda, que incluem as leis dos ângulos de reflexão e refração e o espalhamento de energia através de difrações.

A migração sísmica é uma etapa do processamento de dados sísmicos pela qual o campo de ondas registrado, contendo informações sobre as camadas e interfaces do modelo geológico, é transformado através de metodologias adequadas em imagens corretamente posicionadas dos refletores em sub-superfície (Bulcão, 2004).

Existem diversas técnicas e algoritmos de migração, mas todas têm duas coisas em comum. A primeira delas é que todas se baseiam, mesmo que indiretamente, na solução de alguma equação da onda que rege a propagação da onda no meio em estudo (equação acústica, elástica ou viscoelástica). A segunda é que, para realizar qualquer tipo de migração, os campos de propriedades do meio devem ser conhecidos de antemão. No caso acústico, é necessário o campo de velocidades sísmicas[3]. A princípio, pode-se pensar que essa restrição inviabilizaria a migração, mas a despeito dela a migração continua sendo executada em todos os dados sísmicos utilizados para exploração de petróleo. Isso porque os algoritmos de migração, em geral, resistem bem a erros moderados no campo de velocidades sísmicas, de maneira que, em muitos casos, realizar o processo usando mesmo um campo de velocidades de valor uniforme leva a melhores resultados do que trabalhar apenas com o dado não migrado.

A migração costuma ser a última etapa do processamento sísmico tradicional, ou processamento CMP. Nele, o dado é inicialmente organizado em famílias de ponto médio comum, que depois de terem o efeito do afastamento fonte-receptor corrigido, têm seus traços empilhados (somados), produzindo a *seção empilhada*. A seção empilhada normalmente é o primeiro produto do processamento que é utilizado diretamente para a interpretação geológica. Para

[3]E na verdade também o campo de densidades, mas estamos desprezando a variação desta propriedade, como visto na Sub-seção 1.1.6.

focalizar a energia das difrações e corrigir as inclinações dos refletores, essa seção é migrada, permitindo que sejam realizadas interpretações mais precisas.

O problema desse processo é a seção empilhada: o processo que leva à sua obtenção através do processamento CMP se baseia na suposição de que as interfaces são planas e horizontais (reveja a Figura 1.6). Existem métodos que foram criados para corrigir os erros dessa aproximação, como a correção de *dip moveout*, mas em meios geológicos com grande complexidade, mesmo eles não são suficientes para produzir seções empilhadas satisfatoriamente acuradas. A alternativa é realizar a migração antes do empilhamento (ou *pré-empilhamento*), que não exige a suposição do método CMP.

Devido à importância fundamental do correto posicionamento dos refletores nas seções sísmicas, a indústria de exploração de hidrocarbonetos tem buscado algoritmos cada vez mais eficazes de migração pré-empilhamento.

3.1 Migração reversa no tempo

Pode-se pensar na migração como o processo inverso da modelagem sísmica. Enquanto na modelagem procura-se construir os dados sísmicos a partir do modelo geológico, na migração procura-se obter as interfaces do modelo geológico a partir dos dados sísmicos. Dentre os métodos de migração, a *migração reversa no tempo* ou migração RTM é o que torna mais clara essa relação, como ilustra a Figura 3.1.

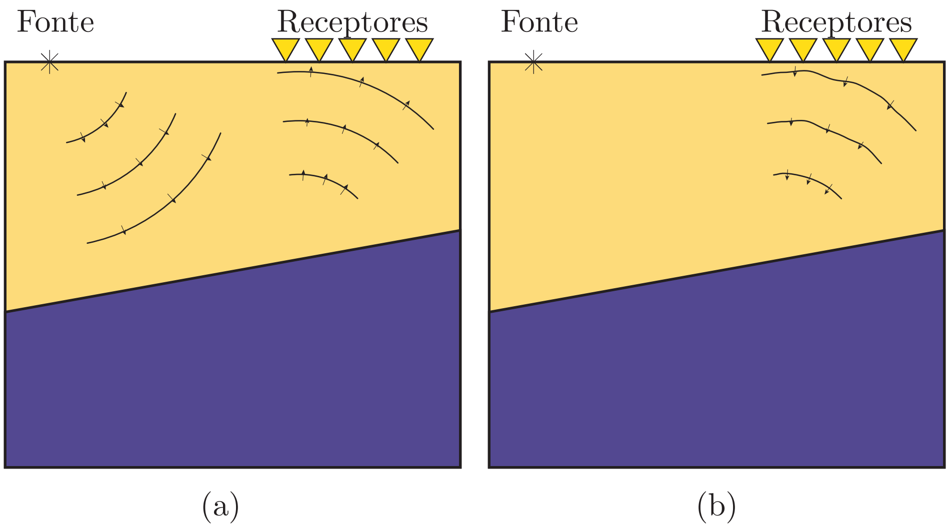


Figura 3.1: Comparação entre (a) o processo de propagação, utilizado na modelagem, com (b) o de despropagação, utilizado na migração RTM.

Na migração RTM, os dados sísmicos registrados na superfície são *despropagados* para o interior do modelo utilizando-se para isso a equação da onda (que na modelagem é utilizada para *propagar* o campo). Quando a frente de onda atinge a posição onde existe uma interface, o campo de ondas é registrado naquela posição. Os critérios utilizados para determinar, em cada passo de tempo, as posições em que a frente de onda está atravessando uma interface, ou seja, para determinar onde o registro deve ser feito, são conhecidos como *condições de imagem*. A soma desses registros tenderá a reconstituir as interfaces presentes em subsuperfície.

3.2 Despropagação do campo de ondas

A propagação do campo de ondas, como foi visto na Seção 2.4, neste trabalho é realizada usando a solução da equação acústica da onda dada pela Equação (2.13) ou pela Equação (2.14). Essas equações foram obtidas aproximando-se as derivadas por operadores de diferenças finitas de 2ª ordem no tempo e 4ª ordem no espaço. Como elas fornecem o campo de pressões em um passo de tempo, conhecido o campo no passo *anterior*, elas podem ser usadas para realizar a propagação da onda.

Para realizar a despropagação, utilizaremos a mesma solução da equação da onda. Entretanto, neste caso, deseja-se calcular o campo de pressões em um passo de tempo, sendo conhecido o campo no passo *posterior*. Além disso, não é necessária a função fonte, pois tiros são simulados apenas durante a propagação. Assim, isolando o termo $P_{i,j}^{n-1}$ e omitindo o termo fonte nas Equações (2.14) e (2.13), obtemos, para uma malha retangular,

$$\begin{aligned} P_{i,j}^{n-1} = {} & 2P_{i,j}^{n} - P_{i,j}^{n+1} - 2{,}5(A_x + A_z)P_{i,j}^{n} \\ & + \frac{A_x}{12}\left(-P_{i-2,j}^{n} + 16P_{i-1,j}^{n} + 16P_{i+1,j}^{n} - P_{i+2,j}^{n}\right) \\ & + \frac{A_z}{12}\left(-P_{i,j-2}^{n} + 16P_{i,j-1}^{n} + 16P_{i,j+1}^{n} - P_{i,j+2}^{n}\right), \end{aligned} \tag{3.1}$$

e para uma malha quadrada,

$$\begin{aligned} P_{i,j}^{n-1} = & -\frac{A}{12}\Big[\left(P_{i-2,j}^{n} + P_{i+2,j}^{n} + P_{i,j-2}^{n} + P_{i,j+2}^{n}\right) \\ & \qquad - 16\left(P_{i-1,j}^{n} + P_{i+1,j}^{n} + P_{i,j-1}^{n} + P_{i,j+1}^{n}\right) \\ & \qquad + 60P_{i,j}^{n} \Big] \\ & + 2P_{i,j}^{n} - P_{i,j}^{n+1}. \end{aligned} \tag{3.2}$$

Como deseja-se inserir o sismograma no modelo, para que possa ser despropagado, utiliza-se como condição de contorno a família de tiro comum nos pontos onde havia receptores, ao invés da condição de Dirichlet:

$$\begin{cases} P_{i,j=j_{\text{obs}}}^{n} = (\text{sis}_i^n)_s, & \text{se em } (i,j) \text{ existe receptor}, \\ P_{i,j=j_{\text{obs}}}^{n} = 0, & \text{caso contrário}. \end{cases} \tag{3.3}$$

Na Equação (3.3), $(\text{sis}_i^n)_s$ representa uma família de tiro comum (o símbolo s identifica a família dentre as demais) e j_{obs} é a profundidade, em passos, da superfície de observação.

Também na despropagação valem as considerações discutidas no Capítulo 2 sobre a estabilidade do processo, a dispersão numérica e a utilização de condições de contorno não reflexivas e de zonas de amortecimento.

3.3 Condição de imagem com correlação cruzada dos campos de ondas ascendente e descendente

Como já foi discutido, não basta realizar a despropagação do campo de ondas; deve-se aplicar uma condição de imagem para determinar onde as interfaces estão localizadas. A fim de obter uma condição de imagem apropriada, consideremos inicialmente apenas uma interface. Vamos separar em duas fases a propagação do campo de ondas após o tiro durante uma aquisição sísmica (Figura 3.2).

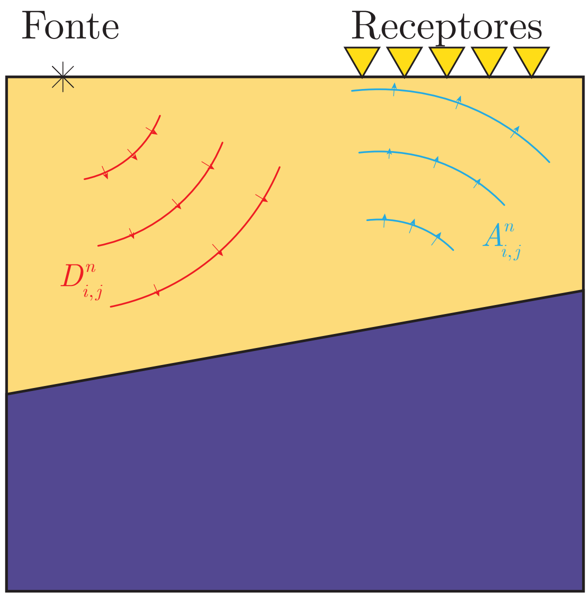


Figura 3.2: Separação do campo de ondas em campo descendente (em vermelho) e campo ascendente (em azul).

Na primeira fase, o campo de ondas se propaga a partir do ponto de tiro até se refletir na interface. Esse campo, que se propaga para baixo, recebe o nome de *campo de ondas descendente*. Na segunda fase, o campo de ondas refletido se propaga de volta para a superfície, onde será parcialmente registrado pelos receptores. Esse campo se propaga para cima, recebendo por isso o nome de *campo de ondas ascendente*. Simbolizaremos os campos de onda descendente e ascendente, respectivamente, por $D^n_{i,j}$ e $A^n_{i,j}$.

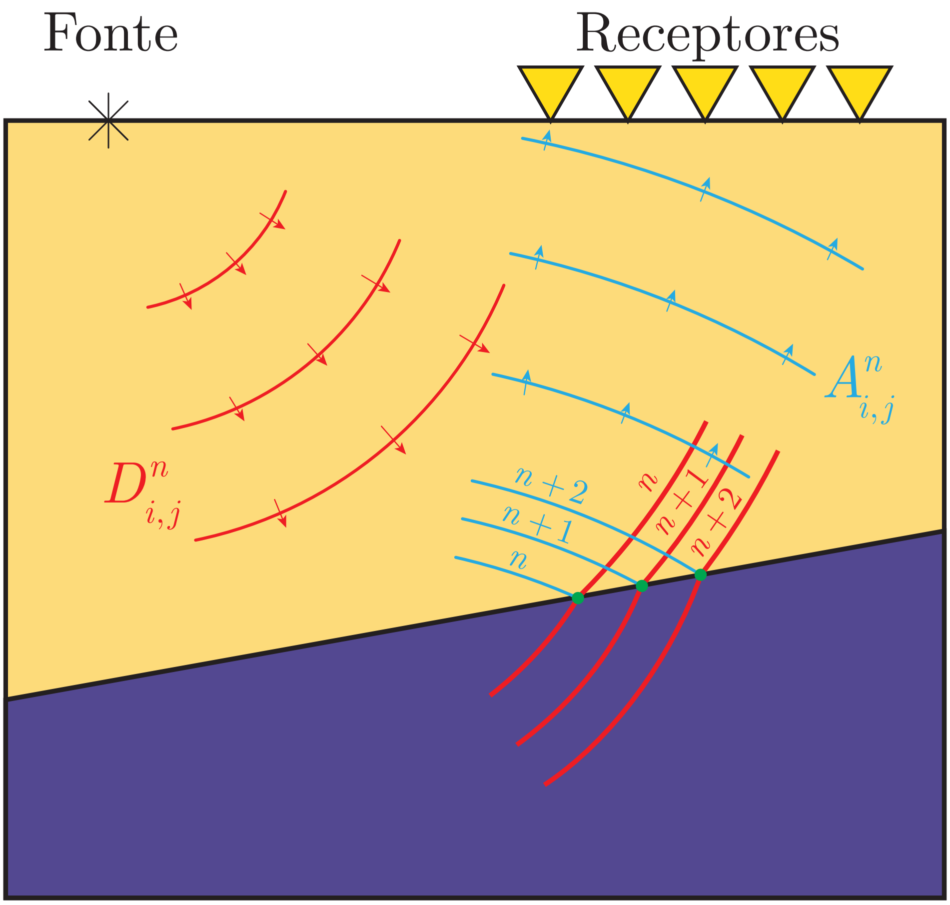


Figura 3.3: Ilustração do princípio da coincidência dos tempos. Os campos de onda descendente e ascendente se intersectam, no mesmo instante, apenas nas interfaces.

A observação mais importante para se chegar à condição de imagem é o chamado *princípio da coincidência dos tempos* (Claerbout, 1971): os campos de onda ascendente e descendente atravessam cada ponto da interface no mesmo instante. Portanto, numa situação em que as interfaces sejam desconhecidas, porém em que os campos de ondas ascendente e descendente sejam conhecidos, para determinar as interfaces basta anotar, em cada passo no tempo, as posições em que as duas frentes de onda se intersectam (Figura 3.3).

Computacionalmente, o raciocínio acima é implementado multiplicando-se os campos de onda ascendente e descendente, pois

$$\begin{cases} D^n_{i,j}A^n_{i,j} \neq 0, & \text{nos pontos sobre o refletor, e} \\ D^n_{i,j}A^n_{i,j} = 0, & \text{para todos os pontos } (i,j) \text{ que não pertencem ao refletor.} \end{cases} \tag{3.4}$$

Portanto, a seção migrada $(M_{i,j})_s$ correspondente à s-ésima família de tiro comum será o somatório, para todos os tempos, do produto entre os campos de ondas ascendente e descendente:

$$(M_{i,j})_s = \sum_{n=1}^{N_t} D_{i,j}^n A_{i,j}^n. \tag{3.5}$$

A Equação (3.5) na verdade corresponde à correlação cruzada entre os dois campos de onda, tomada no domínio do tempo, o que dá a ela o nome de *condição de imagem com correlação cruzada dos campos de onda ascendente e descendente* (Faria, 1986).

O procedimento descrito mostra como realizar a migração de uma família de tiro comum. Num levantamento sísmico com N_{sis} sismogramas, cada um deles, quando migrado, fornecerá a imagem de um trecho da subsuperfície. A seção migrada final será a soma das migrações:

$$M_{i,j} = \sum_{s=1}^{N_{\text{sis}}} (M_{i,j})_s. \tag{3.6}$$

Além da condição de imagem por correlação cruzada, que foi descrita acima e que será utilizada neste trabalho, vale citar a *condição de imagem de tempo de excitação baseada no critério de amplitude máxima* (Botelho e Stoffa, 1988; Loewenthal e Hu, 1991), que é muito empregada na indústria de hidrocarbonetos por seu menor custo computacional. A condição também é baseada no princípio da coincidência dos tempos, mas este é implementado de maneira diferente: o campo de ondas descendente é utilizado para calcular uma *matriz de tempos de trânsito*, que armazena os tempos necessários para que a frente de onda atinja, com amplitude máxima, cada ponto em sub-superfície após a detonação da fonte. Essa matriz permite posteriormente amostrar o campo de ondas ascendente nos pontos em que intersecta o campo descendente.

3.4 Suavização do campo de vagarosidades

Durante a propagação direta e a propagação reversa do campo de ondas, que são feitas para gerar os campos de onda descendente e ascendente, um problema observado é a produção de reflexões internas nas interfaces do modelo geológico, que podem gerar artefatos na seção migrada. Baysal et al. (1984) propôs um método para evitar essas reflexões no qual é tomado um campo de densidades igual ao inverso do campo de vagarosidades. Esse método se mostrou efetivo na migração de seções empilhadas, mas não na migração pré-empilhamento (Biondi, 2006).

Outro método para eliminar as reflexões internas foi apresentado por Loewenthal et al. (1987), que consiste em suavizar o campo de vagarosidades[4] utilizando uma média aritmética móvel. Essa média é obtida, para cada ponto, tomando-se um quadrado de lado maior que

[4]A vagarosidade é definida como o inverso da velocidade sísmica.

o comprimento da onda que se propaga e calculando-se a média aritmética dos valores do campo de vagarosidade $s_{i,j}$ para os pontos no interior do quadrado:

$$(s_{\text{suav}})_{i,j} = \frac{1}{(N+1)^2} \sum_{i=-N}^{N} \sum_{j=-N}^{N} s_{i,j}, \tag{3.7}$$

onde N é um parâmetro associado ao lado do quadrado onde é aplicada a média.

Aplicando-se uma suavização desse tipo, o campo de ondas não encontrará uma súbita mudança de impedância acústica durante a propagação, portanto a amplitude da onda refletida será diminuída consideravelmente.

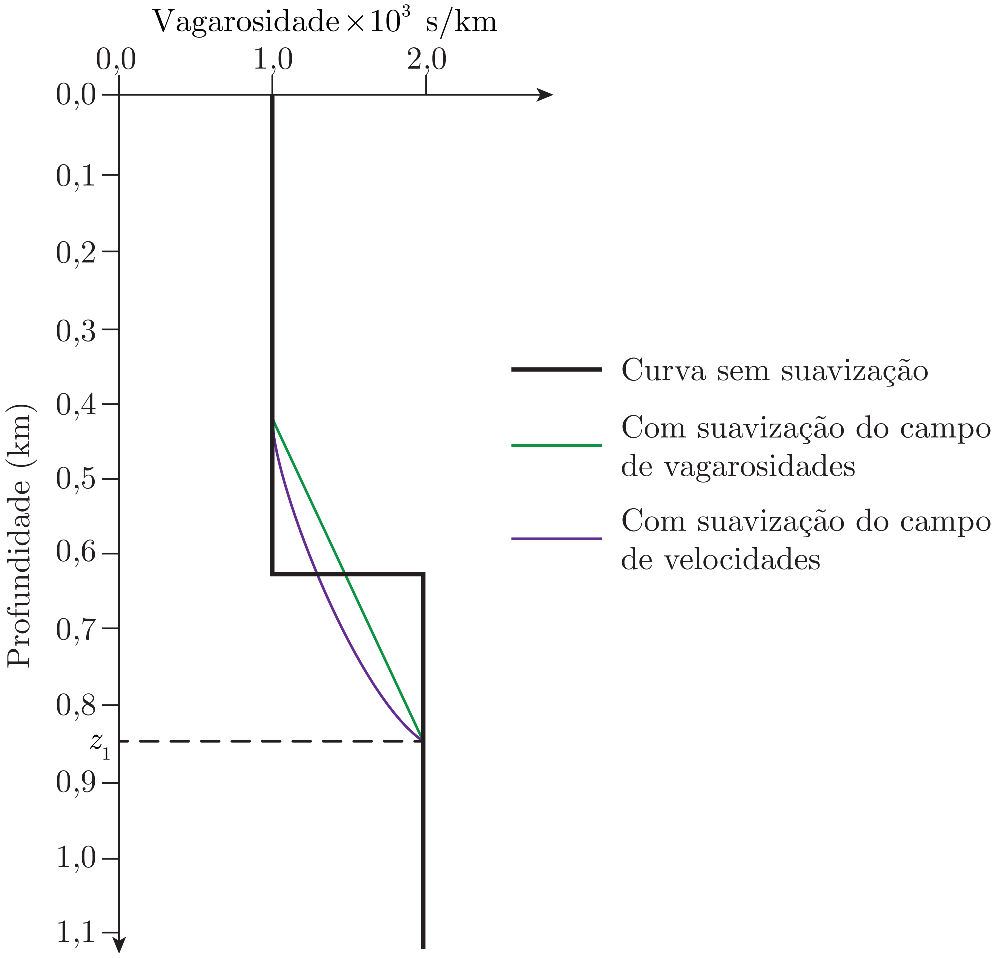


Figura 3.4: Exemplo de curva de vagarosidade *versus* profundidade. A linha preta representa a curva de vagarosidades original. A linha roxa resulta da suavização sobre o campo de velocidades e a verde, sobre o campo de vagarosidades. Modificada de Faria (1986).

A explicação de por que é mais apropriada a suavização do campo de vagarosidades, e não diretamente do campo de velocidades, é ilustrada na Figura 3.4, considerando a propagação apenas na direção do eixo z. A figura apresenta a função velocidade suavizada (linha roxa) e a função vagarosidade suavizada (linha verde). A integral destas curvas com relação à profundidade fornece o tempo de trânsito:

$$t = \int_0^z s(h)\,\mathrm{d}h. \tag{3.8}$$

A integral da curva de vagarosidades original (linha preta) e a integral da curva de vagarosidades suavizada são iguais, enquanto a integral da curva de velocidades suavizada difere da original.

3.5 Algoritmo de migração RTM pré-empilhamento convencional

Com os conceitos apresentados nas seções anteriores, pode-se descrever o algoritmo de migração RTM pré-empilhamento convencional.

Para cada família de tiro comum, o campo de ondas descendente é obtido por modelagem, através da propagação direta, utilizando a Equação (2.13) ou a Equação (2.14), incluindo o termo fonte na posição do tiro. Esse campo é calculado para todos os passos no tempo e armazenado na memória. É utilizado o campo de vagarosidades suavizado.

O campo de ondas ascendente é calculado em todos os passos de tempo através da propagação reversa no tempo, utilizando a Equação (3.1) ou a Equação (3.2), tendo como condição de contorno a família de tiro comum registrada na superfície. Também aqui deve ser utilizado o campo de vagarosidades suavizado.

Em seguida, multiplicam-se, para cada tempo, os campos de onda ascendente e descendente, somando-se posteriormente os resultados, o que levará à seção migrada correspondente a uma família de tiro comum.

O procedimento descrito acima é repetido para todas as famílias de tiro comum e os resultados são somados, levando à seção migrada em profundidade final.

Existe um problema computacional associado ao método, que é a necessidade de armazenar os campos para todos os instantes, exigindo uma quantidade imensa de memória RAM. Para contornar esse problema, Faria (1986) propôs que o campo de ondas descendente seja propagado apenas até o instante em que ultrapasse o último refletor, e então, utilizando as frentes de onda correspondentes aos dois últimos tempos desta propagação como condição inicial, seja efetuada a despropagação simultânea à propagação reversa no tempo das ondas ascendentes, calculando simultaneamente a multiplicação entre os campos.

Para os modelos utilizados neste trabalho, verificou-se que a propagação do campo de ondas descendente até a metade do tempo total de registro foi suficiente para que a frente de onda ultrapassasse o último refletor. Portanto, foi utilizado o esquema proposto por

Faria, com a propagação sendo realizada até o passo $N_t/2$. Também retiramos a condição de contorno não reflexiva e a zona de amortecimento da base do modelo, para evitar que a energia da frente de onda descendente “se perdesse” depois de ultrapassar as fronteiras do campo de velocidades.

CAPÍTULO 4

Migração Reversa no Tempo Orientada ao Alvo

A migração reversa no tempo pré-empilhamento estudada no capítulo anterior é um algoritmo robusto, pois utiliza a equação acústica da onda completa (ou seja, propaga a onda para cima e para baixo), é capaz de lidar com refletores com inclinações de até 90° e com variações laterais de velocidade arbitrárias. A principal desvantagem desse algoritmo é, no entanto, o alto custo computacional.

Como foi visto, o método consiste na propagação e despropagação dos campos de onda ascendente e descendente e aplicação da condição de imagem. Tendo em vista a necessidade de tomar pequenos intervalos de amostragem no tempo para satisfazer as condições de estabilidade, além do fato de que o processo é repetido para todos os tiros, mesmo na indústria de exploração de hidrocarbonetos ele é aplicado apenas quando necessário.

Um método de migração reversa no tempo orientada ao alvo foi proposto por Boechat (2007), que também utilizou a equação acústica completa da onda e as soluções por operadores de diferenças finitas de 2ª ordem no tempo e de 4ª ordem no espaço. O método proposto se baseia em um algoritmo que realiza uma síntese de frentes de onda em qualquer parte do modelo.

Os algoritmos de síntese de frentes de onda já são estudados há algum tempo. O trabalho pioneiro de Berkhout (1992) permitiu realizar a síntese de frentes de onda em todas as partes do modelo através do conceito de *areal shot record*. Mais tarde, Rietveld et al. (1992), Rietveld e Berkhout (1994) e Ji (1995) introduziram o conceito de iluminação controlada, no qual uma frente de onda de forma pré-definida pode ser gerada em qualquer parte do modelo. Outros trabalhos foram realizados para estudar a possibilidade de reduzir a quantidade de tiros a serem migrados. No entanto, em todos eles, o processo de síntese foi realizado no domínio da frequência utilizando a equação unidirecional da onda. O método proposto por Boechat (2007), que apresentaremos neste trabalho, é implementado no domínio do tempo usando a equação bidirecional (completa) da onda.

4.1 Princípio básico

Deseja-se conhecer que tipo de dado deve ser introduzido no campo de velocidades, a partir da superfície, para que ele se propague e forme a frente de onda de forma pré-definida em profundidade. O *princípio da reversibilidade temporal* permite obter esse dado.

Suponhamos um experimento sísmico simulado numericamente em que são realizados tiros ao longo da frente de onda desejada, em profundidade, e que o registro seja feito ao longo da superfície de aquisição, por grupos de receptores igualmente espaçados. Chamaremos o resultado deste experimento (armazenado de forma reversa no tempo) de *família de múltiplas fontes*.

Pelo princípio da reversibilidade temporal, se essa resposta for despropagada para o interior do modelo, ela deverá formar a frente de onda pré-definida em profundidade, independentemente da complexidade do modelo. Se o campo for novamente registrado na superfície, estará simulando uma aquisição feita em profundidade (utilizando a frente de onda pré-definida como fonte) e registrada na superfície. O resultado desse segundo experimento é a *família de múltiplos tiros*.

Detalharemos, nas seções seguintes, o significado das famílias de múltiplas fontes e de múltiplos tiros, como a família de múltiplos tiros pode ser obtida através dos sismogramas de campo (famílias de tiro comum) e como elas são utilizadas para realizar a migração pré-empilhamento.

4.2 Obtenção da família de múltiplas fontes

Tomemos, como exemplo, uma frente de onda plana e horizontal, apesar de o raciocínio ser análogo para uma frente de onda qualquer. Inicialmente, identifica-se em profundidade a área de interesse de imageamento (alvo). Acima do alvo, escolhe-se um horizonte z_0 que definirá a frente de onda horizontal, como ilustrado na Figura 4.1. Em todos os pontos do horizonte z_0, colocam-se fontes pontuais $f(t)$ que são detonadas simultaneamente, gerando uma frente de onda que se propagará até a superfície de observação (Figura 4.2). Neste trabalho, usamos como função fonte a segunda derivada da gaussiana, discutida na Seção 2.1.

Para realizar a propagação, é utilizada novamente a Equação (2.13) ou a Equação (2.14), que utiliza operadores de diferenças finitas de 2ª ordem no tempo e 4ª ordem no espaço. Também são utilizadas as mesmas condições iniciais e condições de contorno que aquelas discutidas no Capítulo 2. Por fim, utilizamos o campo de velocidades suavizado para evitar reflexões nas interfaces abaixo do horizonte z_0.

O registro é realizado ao longo de toda a superfície do modelo, por grupos de geofones

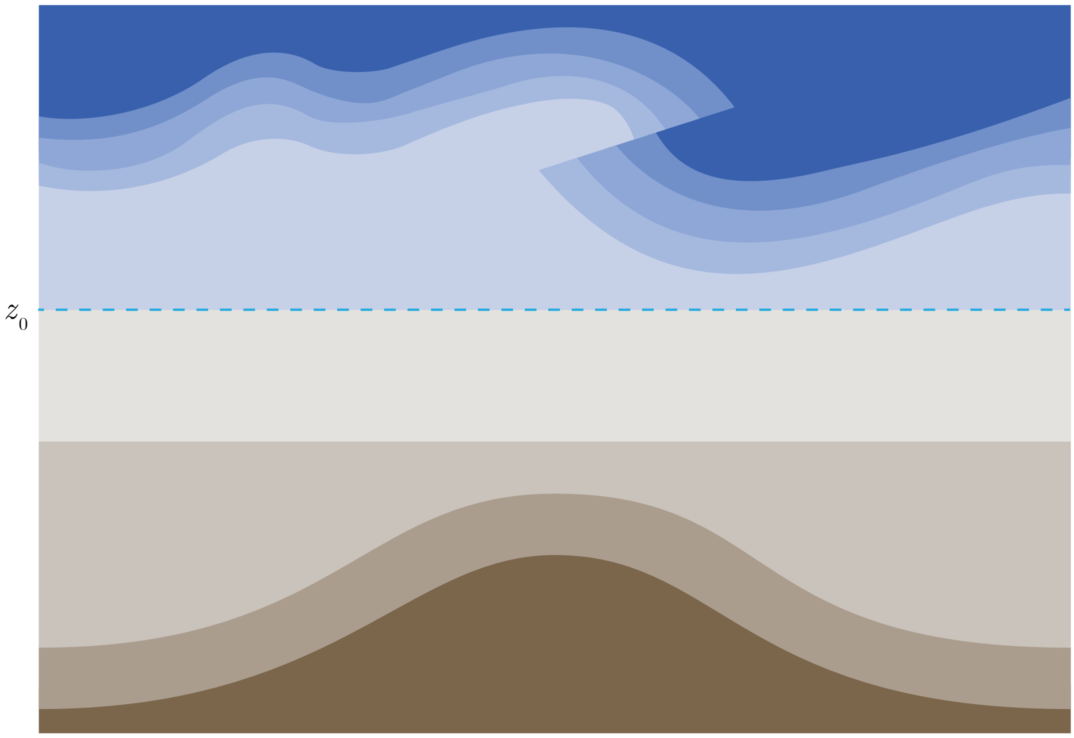


Figura 4.1: Exemplo de modelo geológico, no qual é escolhido um horizonte z_0 acima da região de interesse.

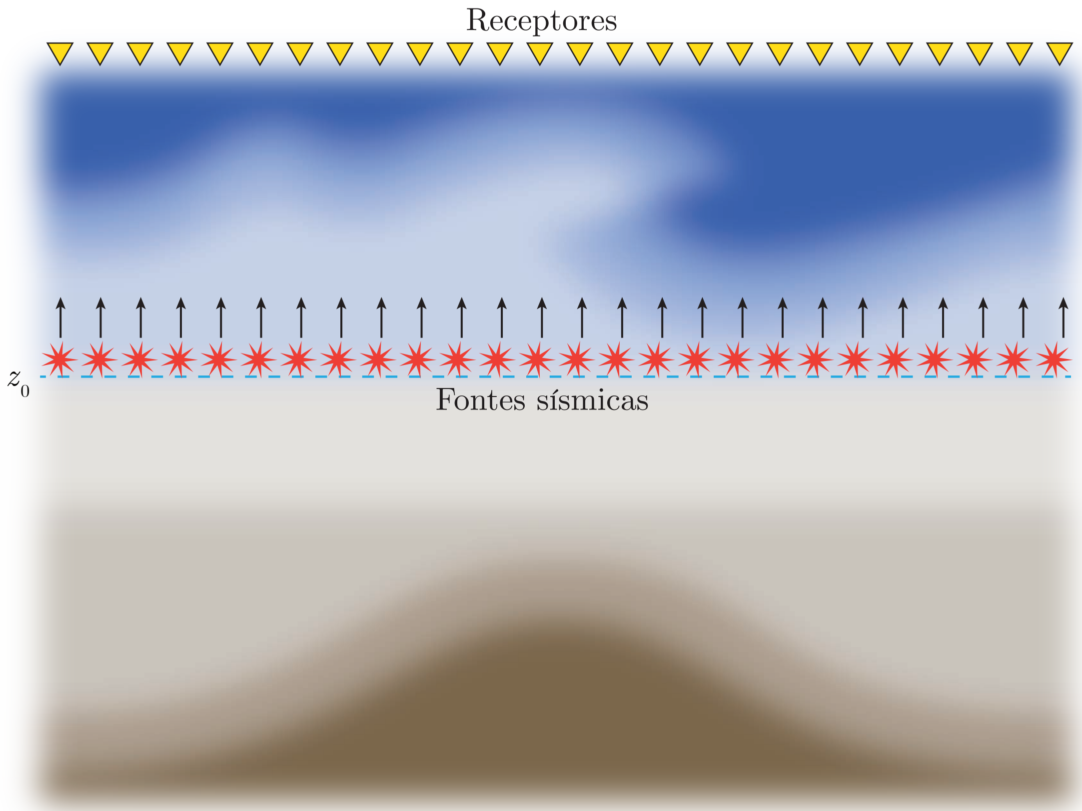


Figura 4.2: Esquema utilizado para gerar a família de múltiplas fontes.

igualmente espaçados. O registro será armazenado de forma que a última amostra de tempo corresponda ao tempo zero, ou seja, o registro será armazenado de forma reversa no tempo. Esse campo registrado é a família de múltiplas fontes, denotada por $d(x, z = z_{\text{obs}}, t)$.

4.3 Obtenção do operador de síntese

A família de múltiplas fontes carrega informações acerca dos tempos de trânsito entre a superfície de observação e o horizonte z_0. Entretanto, ela também carrega informações da função fonte utilizada, ou seja, utilizando-se funções fontes distintas, serão produzidas famílias de múltiplas fontes distintas.

Pode-se obter um resultado independente da assinatura da fonte através da convolução do campo registrado $d(x, z = z_{\text{obs}}, t)$ com o filtro inverso da função fonte, $f^{-1}(t)$ (Yilmaz, 2001):

$$\gamma(x, z = z_{\text{obs}}, t) = d(x, z = z_{\text{obs}}, t) * f^{-1}(t). \tag{4.1}$$

Esse novo resultado é chamado de *operador de síntese*.

4.4 Obtenção da família de múltiplos tiros

Como já foi discutido, pelo princípio da reversibilidade temporal, se a família de múltiplas fontes for propagada para o interior do modelo, utilizando novamente as equações e condições discutidas no Capítulo 2 (mas substituindo-se o termo fonte pelo campo $d(x, z = z_{\text{obs}}, t)$), produzirá a frente de onda em z_0. Registrando-se o campo na superfície obtém-se a família de múltiplos tiros.

Na prática, a família de múltiplos tiros deve ser obtida através dos tiros de campo, que no caso real contêm muito mais informações sobre os refletores do que a estimativa do campo de velocidades que seria usada para propagar a família de múltiplas fontes. Boechat (2007) mostra que o processo descrito no parágrafo anterior é equivalente a convolver cada traço do operador de síntese com os traços do sismograma de campo correspondente (ou seja, cujo tiro foi realizado na mesma posição em que o traço do operador de síntese foi registrado) e somar os resultados:

$$u(x, z = z_{\text{obs}}, t) = \sum_{s=1}^{N_{\text{sis}}} \gamma(x_s, z = z_{\text{obs}}, t) * \text{sis}(x, z = z_{\text{obs}}, t; x_s), \tag{4.2}$$

onde s é o número da família de tiro comum, $\gamma(x_s, z = z_{\text{obs}}, t)$ representa o traço do operador de síntese registrado na posição do tiro s e $\text{sis}(x, z = z_{\text{obs}}, t; x_s)$ representa a família de tiro comum associada ao tiro s.

A Equação (4.2) pode ser implementada computacionalmente com maior eficiência utilizando-se a transformada rápida de Fourier e calculando-se a convolução no domínio da frequência. Nesse caso, a convolução se transforma em um produto. Esse método foi utilizado nas aplicações do Capítulo 5.

4.5 Descrição do algoritmo de migração orientada ao alvo

Na migração reversa no tempo convencional de uma família de tiro comum, descrita no Capítulo 3, o campo de ondas gerado pela fonte e registrado pelo receptores é decomposto em um campo de ondas ascendente e um campo de ondas descendente. O campo descendente é gerado por propagação direta da função fonte, enquanto o campo ascendente, por propagação reversa no tempo do sismograma.

Raciocínio análogo pode ser utilizado para as famílias de múltiplas fontes e de múltiplos tiros. Como foi visto nas seções anteriores, quando a família de múltiplas fontes é propagada para o interior do modelo, o campo de ondas registrado na superfície, após a reflexão nas interfaces, é a família de múltiplos tiros. Da mesma forma que na migração convencional, antes da reflexão, o campo de ondas é chamado de descendente, e depois da reflexão, é chamado de ascendente.

O campo de ondas descendente $D^n_{i,j}$ é calculado por propagação direta da família de múltiplas fontes sobre o modelo de velocidades suavizado (por suavização das vagarosidades), utilizando a Equação (2.13) ou a Equação (2.14), mas usando como fontes na superfície os traços da família de múltiplas fontes. No caso de uma malha retangular, tem-se

$$\begin{aligned} P^{n+1}_{i,j} &= 2P^n_{i,j} - P^{n-1}_{i,j} - 2{,}5(A_x + A_z)P^n_{i,j} \\ &+ \frac{A_x}{12}\left(-P^n_{i-2,j} + 16P^n_{i-1,j} + 16P^n_{i+1,j} - P^n_{i+2,j}\right) \\ &+ \frac{A_z}{12}\left(-P^n_{i,j-2} + 16P^n_{i,j-1} + 16P^n_{i,j+1} - P^n_{i,j+2}\right) \\ &+ d^n_{i,j=j_{\mathrm{obs}}}, \end{aligned} \tag{4.3}$$

e para uma malha quadrada,

$$\begin{aligned} P^{n+1}_{i,j} = &- \frac{A}{12}\Big[\left(P^n_{i-2,j} + P^n_{i+2,j} + P^n_{i,j-2} + P^n_{i,j+2}\right) \\ &\qquad - 16\left(P^n_{i-1,j} + P^n_{i+1,j} + P^n_{i,j-1} + P^n_{i,j+1}\right) \\ &\qquad + 60P^n_{i,j} \Big] \\ &+ 2P^n_{i,j} - P^{n-1}_{i,j} + d^n_{i,j=j_{\mathrm{obs}}}. \end{aligned} \tag{4.4}$$

Para calcular o campo de ondas ascendentes em cada passo no tempo, utilizam-se as equações de propagação reversa no tempo — Equação (3.1) ou Equação (3.2). Toma-se como condição de contorno na superfície a família de múltiplos tiros:

$$P^n_{i,j=j_{\mathrm{obs}}} = u^n_{i,j=j_{\mathrm{obs}}}. \tag{4.5}$$

Depois de calculados campos ascendente e descendente para todos os passos de tempo, eles são multiplicados em cada passo e os resultados são somados:

$$(M_{i,j})_k = \sum_{n=1}^{N_t} D^n_{i,j} A^n_{i,j}. \tag{4.6}$$

O procedimento descrito acima permite realizar a migração utilizando apenas uma família de múltiplos tiros. Melhores resultados são obtidos se forem migradas várias famílias de múltiplos tiros, geradas a partir da síntese de frentes de onda incidindo sob diferentes ângulos sobre a região de interesse. Nesse caso, se N_{frentes} é o número de frentes de ondas sintetizadas e de famílias de múltiplos tiros geradas, a seção migrada final será

$$M_{i,j} = \sum_{k=1}^{N_{\mathrm{frentes}}} (M_{i,j})_k. \tag{4.7}$$

CAPÍTULO 5

Aplicação

Nos capítulos anteriores, foram apresentados os algoritmos de migração reversa no tempo pré-empilhamento convencional e de migração reversa no tempo orientada ao alvo por síntese de frentes de onda, ambos utilizando uma aproximação da equação acústica da onda através de operadores de diferenças finitas de 2ª ordem no tempo e 4ª ordem no espaço. Neste capítulo, os algoritmos serão aplicados em experimentos numéricos realizados sobre quatro dados sintéticos, adquiridos sobre quatro diferentes modelos geológicos.

Os dois primeiros modelos não são realistas, mas nos permitem testar a eficácia dos algoritmos ao imagear regiões localizadas abaixo de estruturas geológicas complexas. Já os dois últimos modelos foram baseados em interpretações geológicas reais.

Como não dispomos de programas próprios para a construção de campos de velocidades, desenhamos o modelo de camadas geológicas em um editor de imagens comum. Os desenhos foram construídos em escala de cinza, com cores proporcionais às velocidades sísmicas de cada camada. As figuras foram salvas em formato PNG e importadas no programa MATLAB®, que exportou os dados no formato de arquivo binário de pontos flutuantes, depois de aplicarmos a constante de proporcionalidade para corrigir os valores. Nesse formato, os arquivos puderam ser lidos facilmente pelas rotinas de modelagem e migração.

Para modelar os dados, utilizou-se o algoritmo de modelagem por operadores de diferenças finitas, também de 2ª ordem no tempo e de 4ª ordem no espaço, aplicados à equação acústica da onda, como descrito no Capítulo 2. A função fonte utilizada foi a derivada segunda da gaussiana (Seção 2.1), com frequência máxima de 50 Hz.

Tanto nas modelagens quanto nas migrações dos dados, foram aplicadas as condições de contorno e a zona de amortecimento descritas na Seção 2.7.

Os algoritmos de modelagem e de migração foram implementados em linguagem de programação Fortran.

5.1 Modelo 1

O primeiro modelo geológico, ilustrado na Figura 5.1, simula uma estrutura geológica dobrada e apresentando uma falha reversa, devido a esforços tectônicos compressivos. Sob essa estrutura, existe uma camada plana e, mais abaixo, uma estrutura antiforme. Estruturas desse tipo, a depender da presença de camadas com alta porosidade e permeabilidade das rochas, podem armazenar hidrocarbonetos. Portanto, estamos simulando um possível reservatório de petróleo, que queremos imagear, abaixo de uma estrutura complexa que por sua vez tende a prejudicar o imageamento.

O campo de velocidades correspondente a esse modelo é mostrado na Figura 5.1. O campo possui dimensão 3822 m$\times$2700 m, e o intervalo de amostragem usado na discretização foi de 6 m na horizontal e na vertical. As velocidades sísmicas variam entre 1270 e 3200 m/s.

5.1.1 Modelagem dos dados

O arranjo de aquisição utilizado para a modelagem foi o *split spread*, com 160 receptores espaçados de 6 m entre si, e espaçamento mínimo entre fonte e receptor de 60 m.

Foram simulados, no total, 448 tiros, com espaçamento de 6 m entre si, sendo o primeiro tiro posicionado na posição 540 m. O tempo de registro, para cada tiro, foi de 2,55 s, com intervalo de amostragem de 0,3 ms. Na Figura 5.2, são mostradas as famílias de tiro comum correspondentes aos tiros 100, 200, 300 e 400.

Para evitar a produção de ruídos provenientes da migração dos eventos correspondentes às ondas diretas, estas foram suprimidas com a aplicação de silenciamento (*mute*) nas famílias de tiro comum. As famílias 100, 200, 300 e 400 são mostradas, após a aplicação do silenciamento, na Figura 5.3.

Observamos que, nas famílias de tiro comum correspondentes aos tiros centrais (como nos tiros 200 e 300), a onda direta mascarou a primeira reflexão. Por isso, espera-se que o imageamento da parte mais rasa da dobra seja prejudicado.

5.1.2 Migração RTM pré-empilhamento convencional

Para aplicar as migrações RTM no modelo, como visto na Seção 3.4, é necessário suavizar o campo de velocidades. O campo de velocidades suavizado é mostrado na Figura 5.4. O parâmetro de suavização utilizado foi $N = 10$.

Aplicou-se a migração RTM pré-empilhamento com condição de imagem por correlação cruzada a cada sismograma separadamente, somando-se os resultados ao final do processo (Capítulo 3). O resultado é mostrado na Figura 5.5.

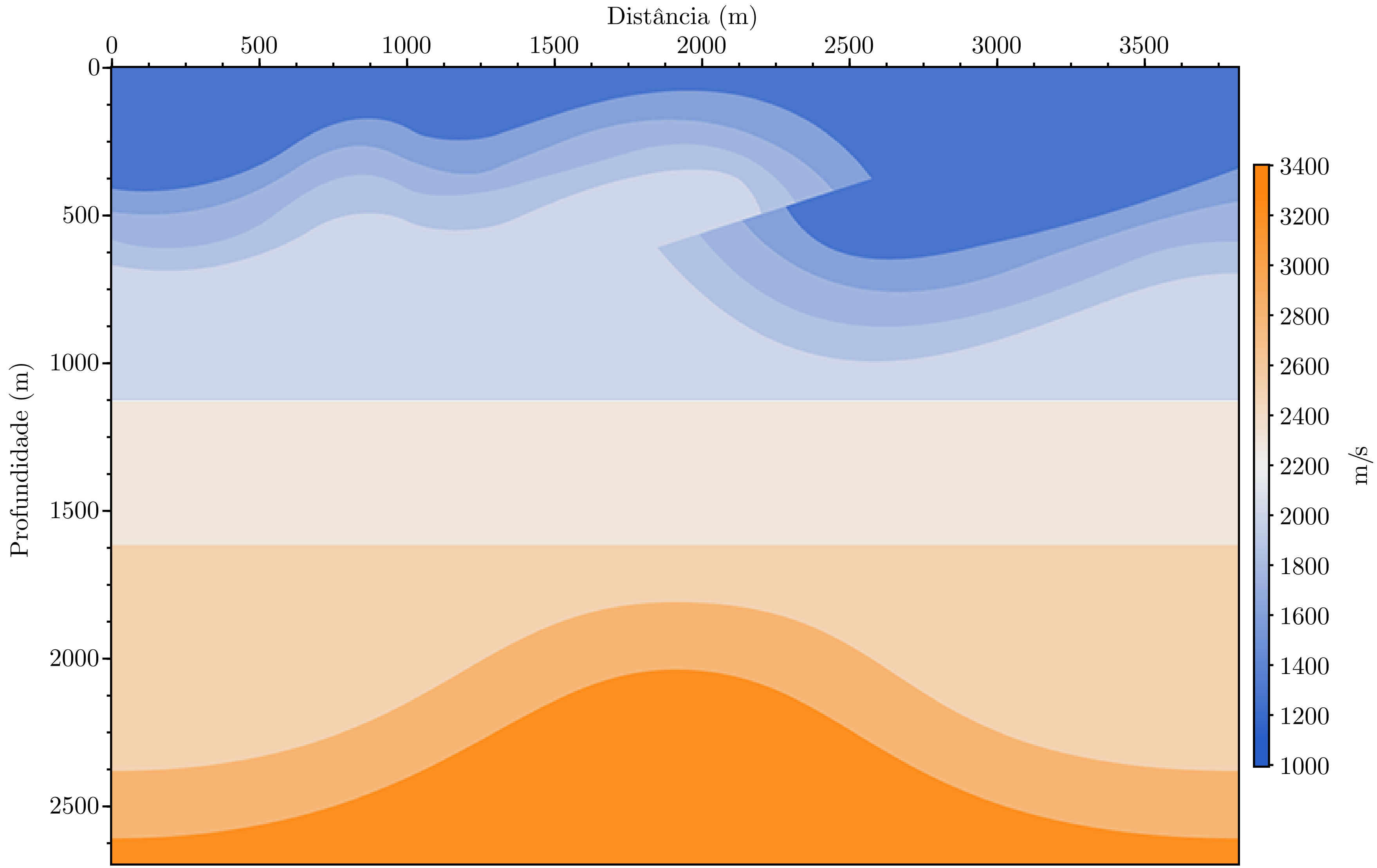


Figura 5.1: Campo de velocidades correspondente ao Modelo 1.

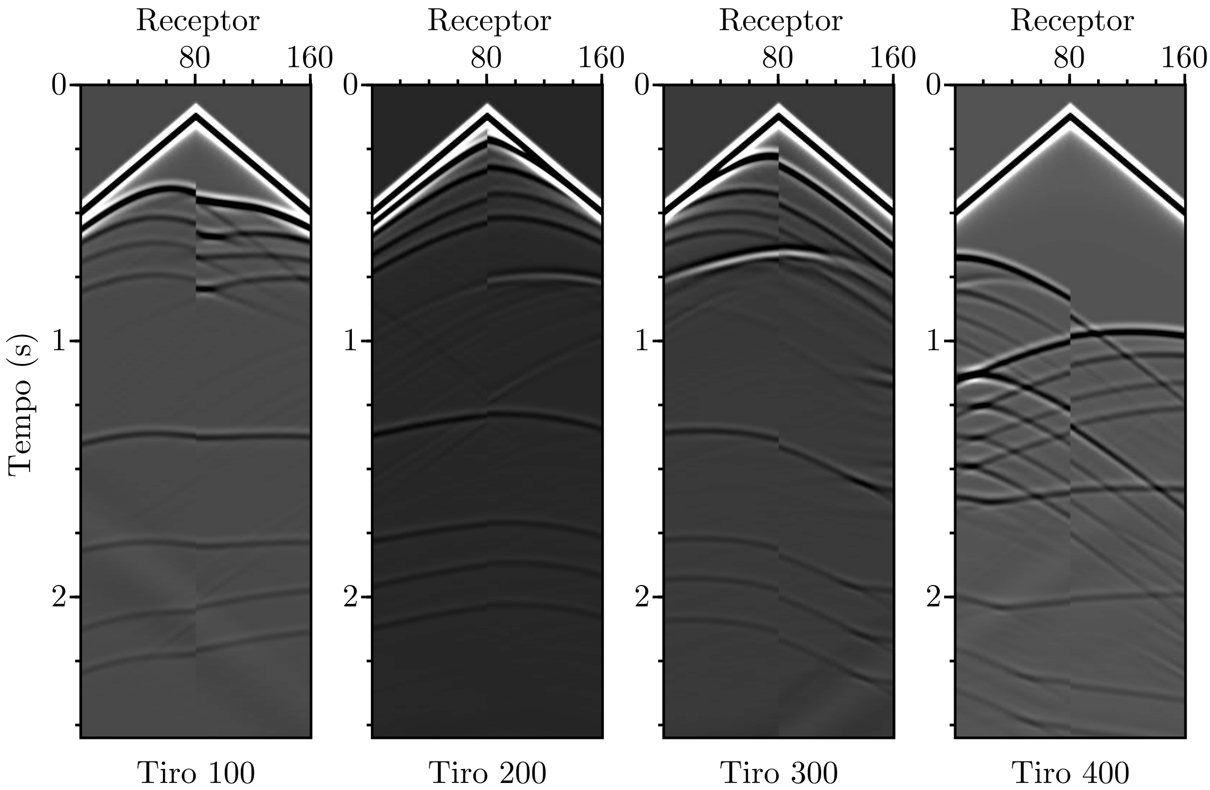


Figura 5.2: Exemplos de famílias de tiro comum sintéticas geradas no Modelo 1 (Figura 5.1).

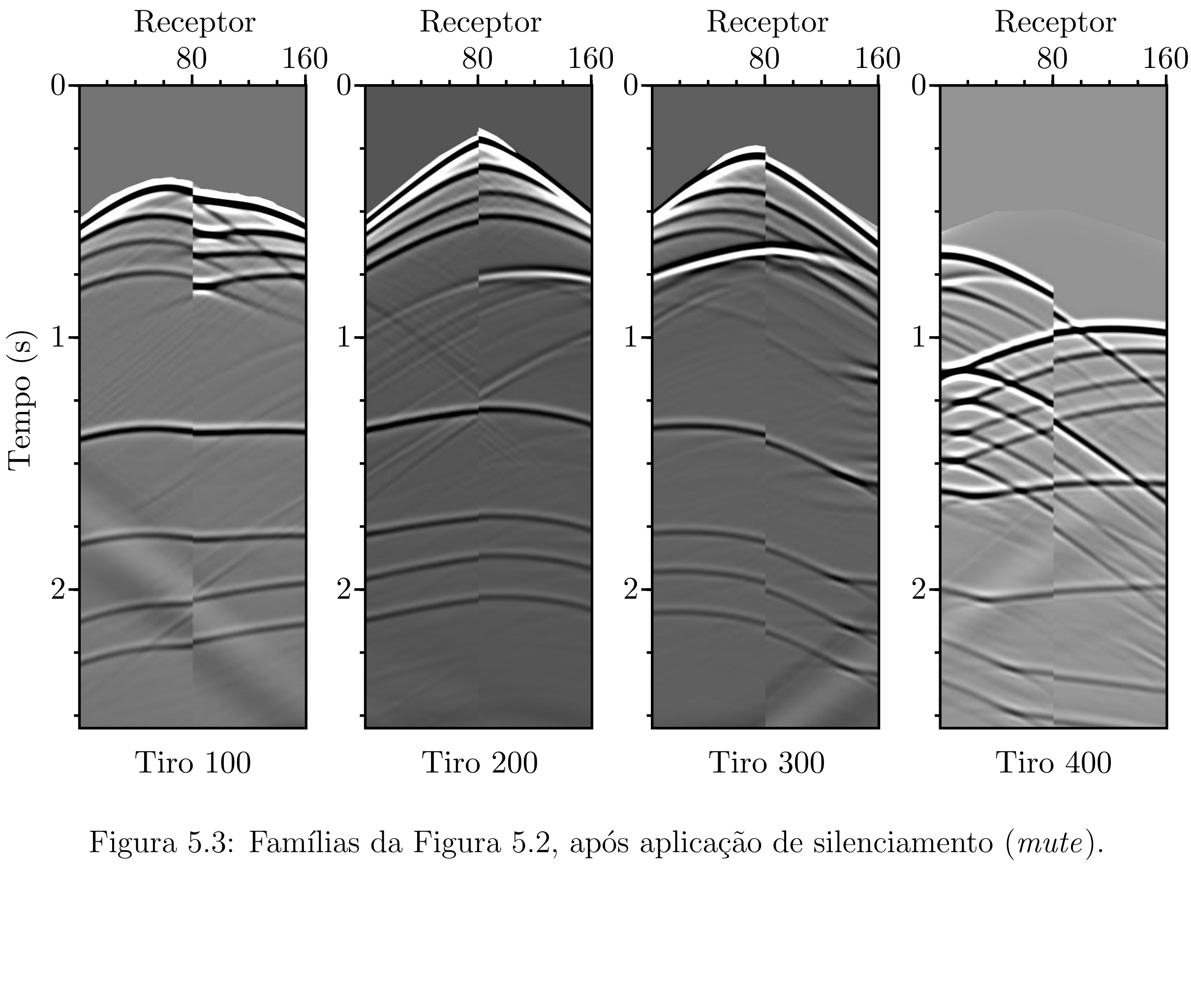


Figura 5.3: Famílias da Figura 5.2, após aplicação de silenciamento (*mute*).

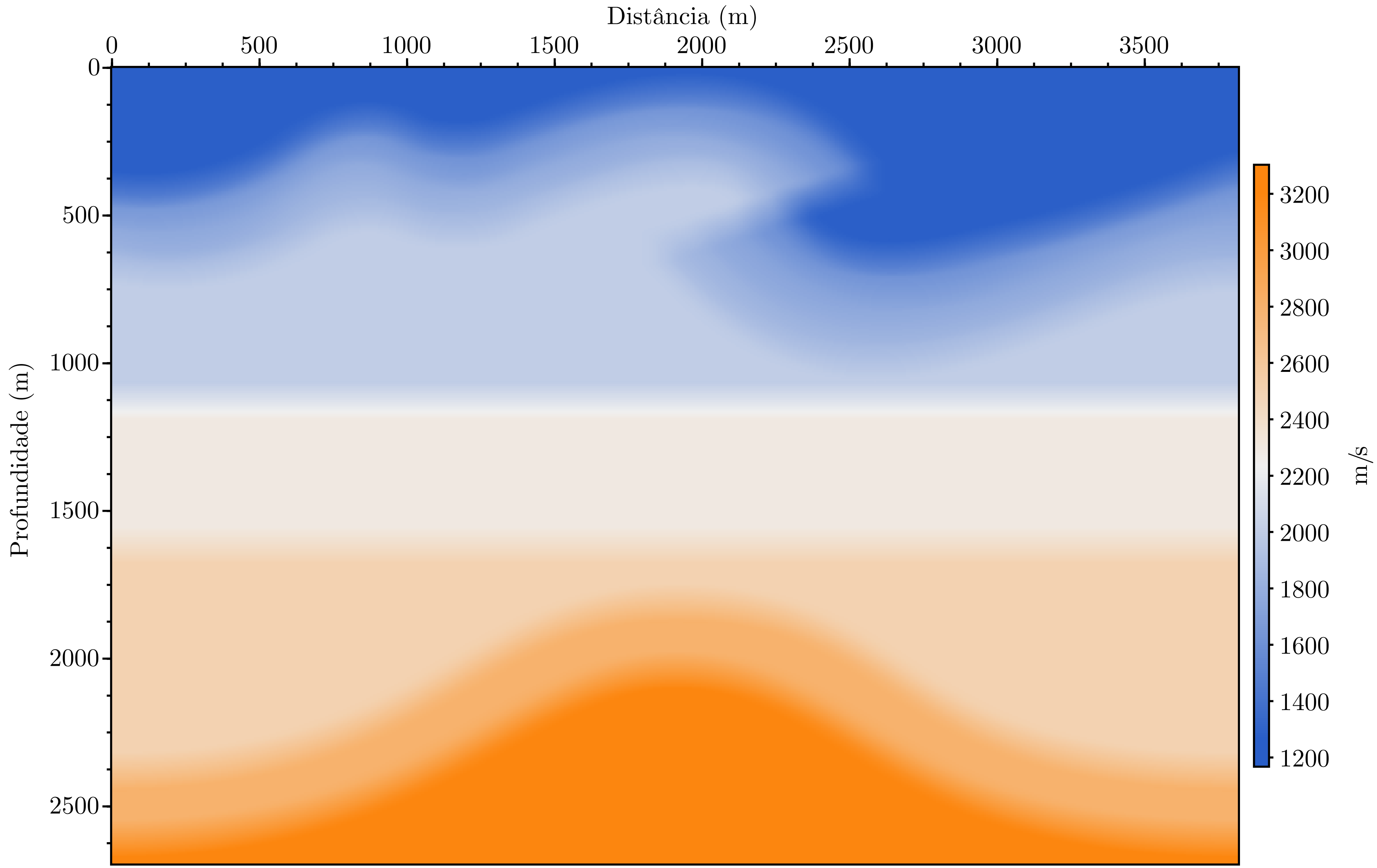


Figura 5.4: Campo de velocidades do Modelo 1, após aplicação de suavização com parâmetro $N = 10$.

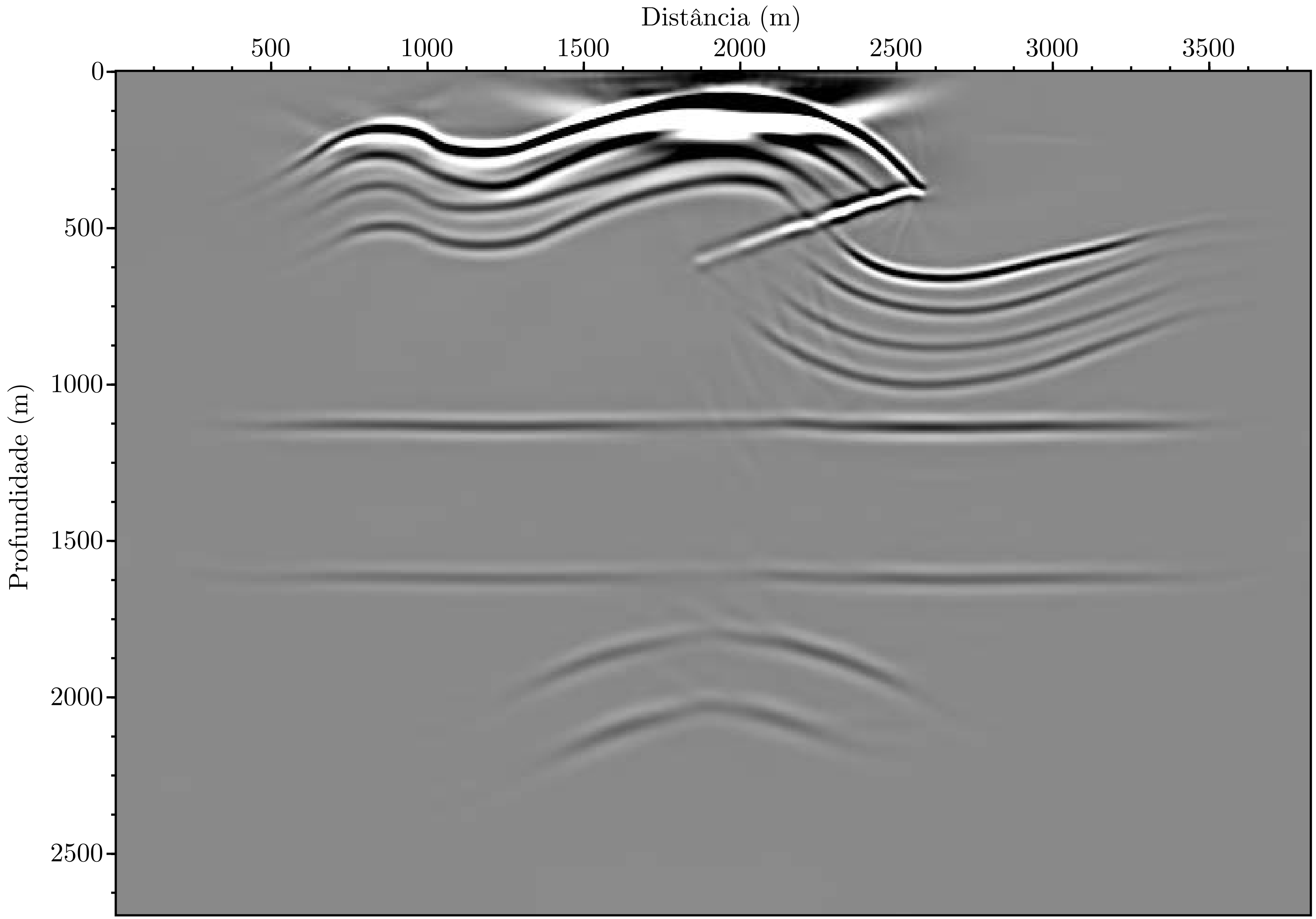
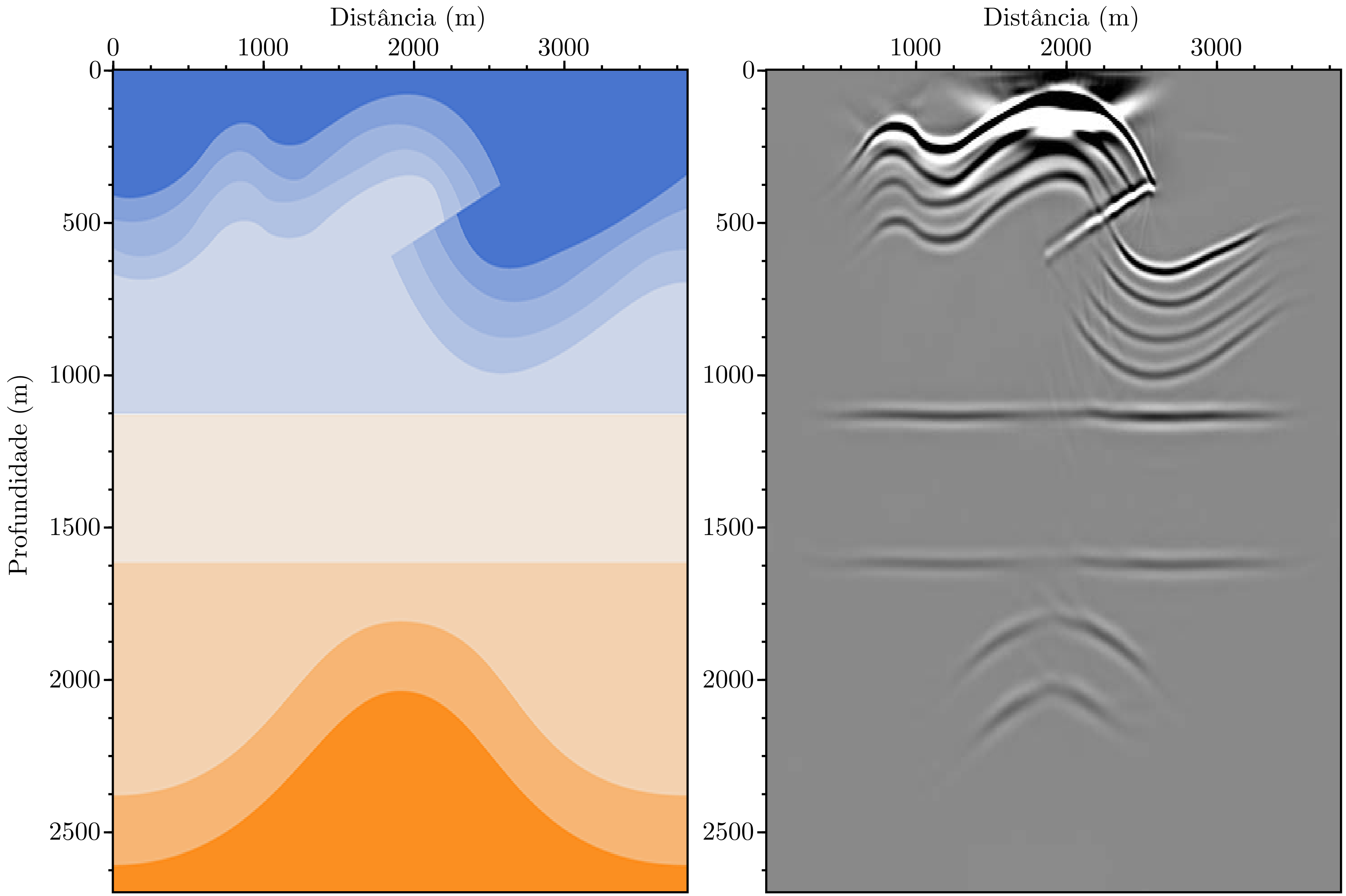


Figura 5.5: Seção obtida pela migração reversa no tempo das 448 famílias de tiro comum adquiridas sobre o Modelo 1.



(a) (b)

Figura 5.6: Comparação entre (a) o campo de velocidades do Modelo 1 e (b) a seção obtida por migração das 448 famílias de tiro comum. Os eixos x e z não estão na mesma escala.

Na Figura 5.6, comparamos a seção migrada com o campo de velocidades. Observamos que a migração realizou o imageamento da estrutura observada e dobrada próxima à superfície; apenas os trechos semiverticais ficaram pouco nítidos na seção migrada. A parte superior da seção foi afetada pela onda direta, por isso se mostrou ruidosa, como era esperado. As interfaces planas também foram bem imageadas.

Por outro lado, foi imageado apenas o ápice das interfaces do antiforme na parte inferior da seção. Interpretamos que isso ocorreu porque o arranjo de aquisição não foi suficiente para registrar reflexões dos flancos da dobra: durante a modelagem, raios que aí se refletiram ultrapassaram os limites do modelo antes de alcançarem a superfície.

5.1.3 Migração RTM orientada ao alvo

Para realizar a migração orientada ao alvo no esquema apresentado por Boechat (2007), escolheu-se como região de interesse aquela abaixo da profundidade $z_0 = 1620$ m, que corresponde à região com as dobras antiformes abaixo das interfaces planas. Foram geradas 27 famílias de múltiplas fontes, para incidirem segundo diferentes ângulos sobre a região de interesse, de $-13°$ a $13°$, como mostra a Figura 5.7. As famílias de múltiplas fontes correspondentes aos ângulos de $-5°$, $0°$ e $5°$ são mostradas na Figura 5.8.

O passo seguinte seria convolver as famílias de múltiplas fontes com o filtro inverso da função fonte. Todavia, devido ao pouco tempo para a conclusão do trabalho, esse passo não foi realizado, tomando-se então as famílias de múltiplas fontes como aproximações do operador de síntese. Como consequência, esperamos que as famílias de múltiplos tiros e as seções migradas apresentem refletores com maior espessura do que o ideal, mas que a geometria das estruturas na seção migrada seja mantida.

Assim, as famílias de múltiplas fontes foram convolvidas com os sismogramas de campo, obtendo-se 27 famílias de múltiplos tiros. Na Figura 5.9, são mostradas as famílias de múltiplos tiros correspondentes aos ângulos de incidência de $-5°$, $0°$ e $5°$.

Para cada par de famílias de múltiplas fontes e de múltiplos tiros, foi obtida uma seção migrada. A Figura 5.10 mostra a seção migrada final, obtida pela soma dessas seções.

Na Figura 5.11, a seção migrada obtida por síntese de frentes de onda é comparada com a seção migrada utilizando o método convencional. Percebemos que existe grande semelhança entre os resultados das duas migrações, apesar de a seção obtida por migração orientada ao alvo necessitar de um tempo de computação muito menor. O cume dos refletores da zona de interesse, inclusive, foram imageados corretamente. Os refletores na seção obtida por migração orientada ao alvo têm maior espessura quando comparada com a outra seção, o que já era esperado por estarmos utilizando a família de múltiplas fontes no lugar do operador de síntese.

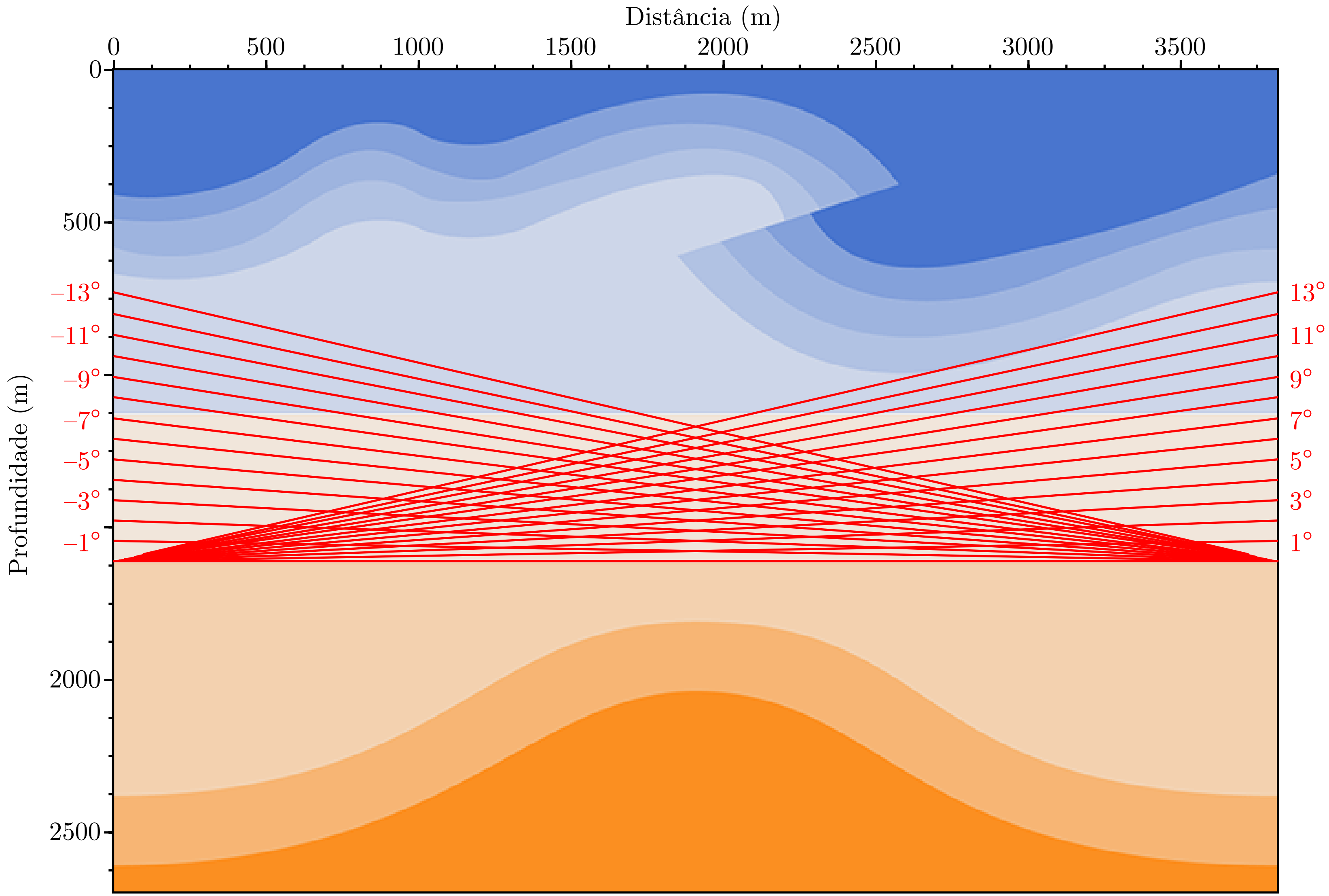


Figura 5.7: Esquema mostrando as 27 frentes de onda utilizadas para gerar as famílias de múltiplas fontes no Modelo 1.

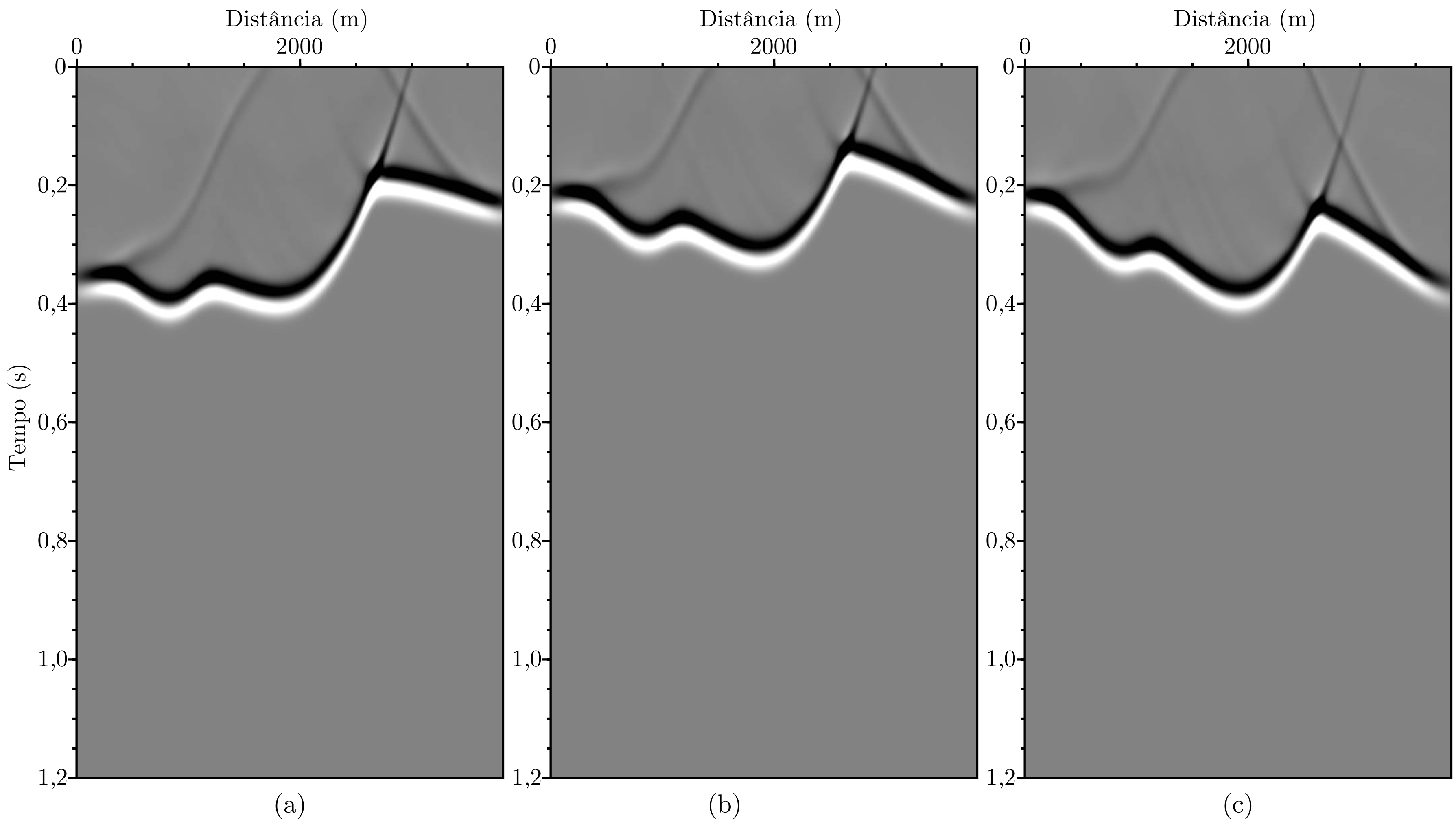


Figura 5.8: Famílias de múltiplas fontes geradas no Modelo 1, correspondentes às frentes de onda que incidem com ângulos de (a)$-5°$, (b) $0°$ e (c) $5°$.

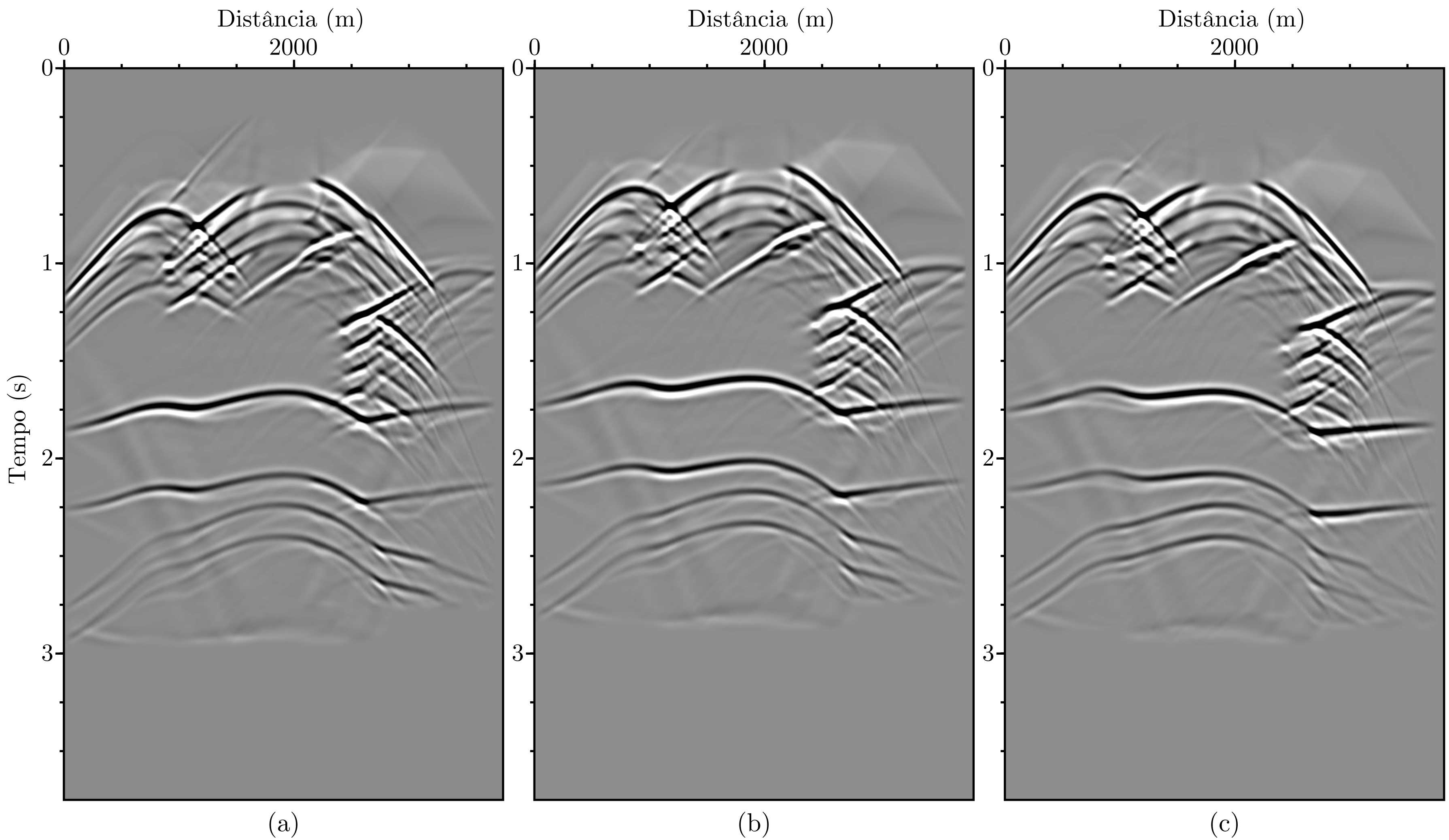


Figura 5.9: Famílias de múltiplos tiros geradas através da convolução das famílias de múltiplas fontes da Figura 5.8 com os sismogramas de campo, correspondentes às frentes de onda de inclinações (a) $-5°$, (b) $0°$ e (c) $5°$.

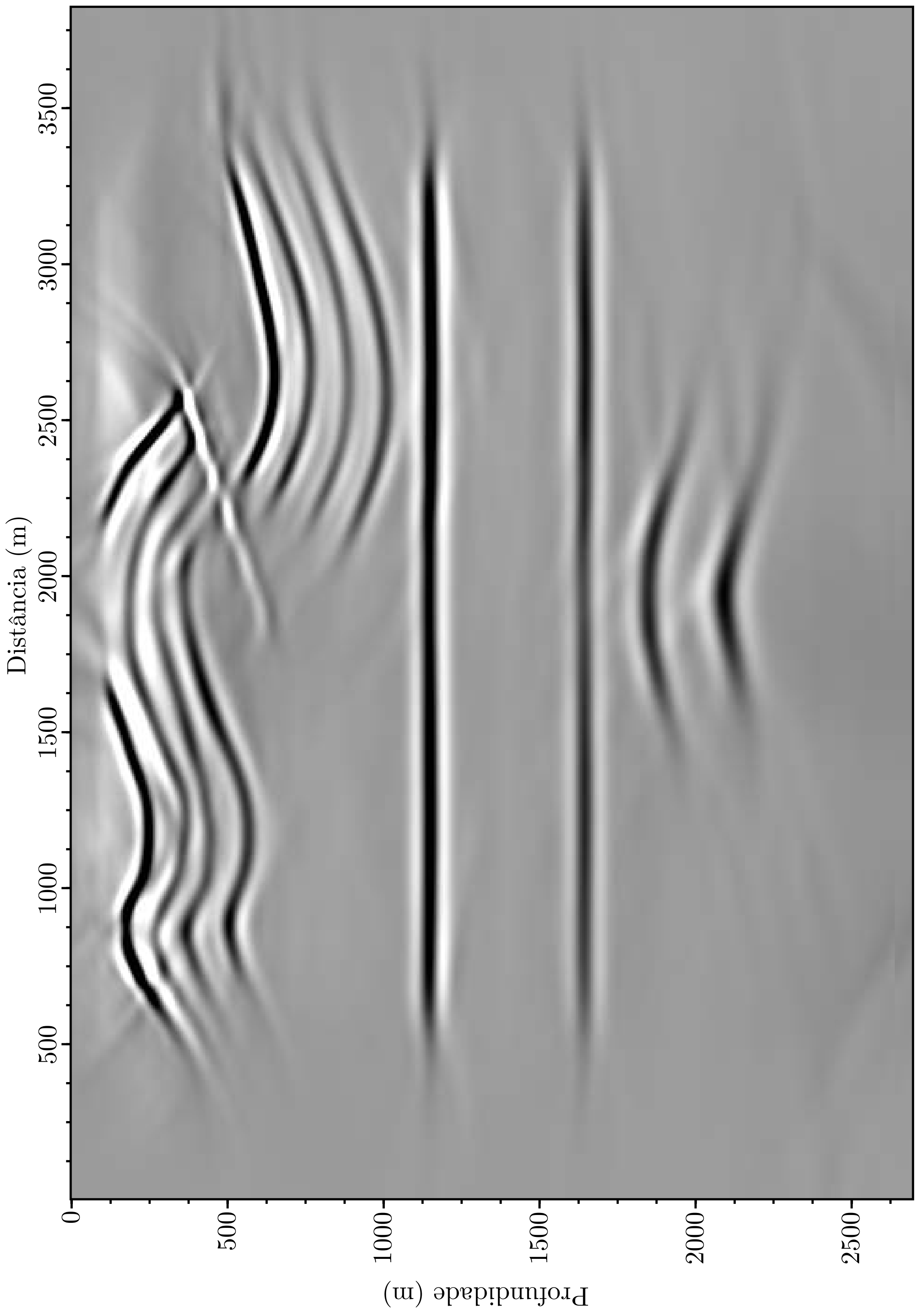
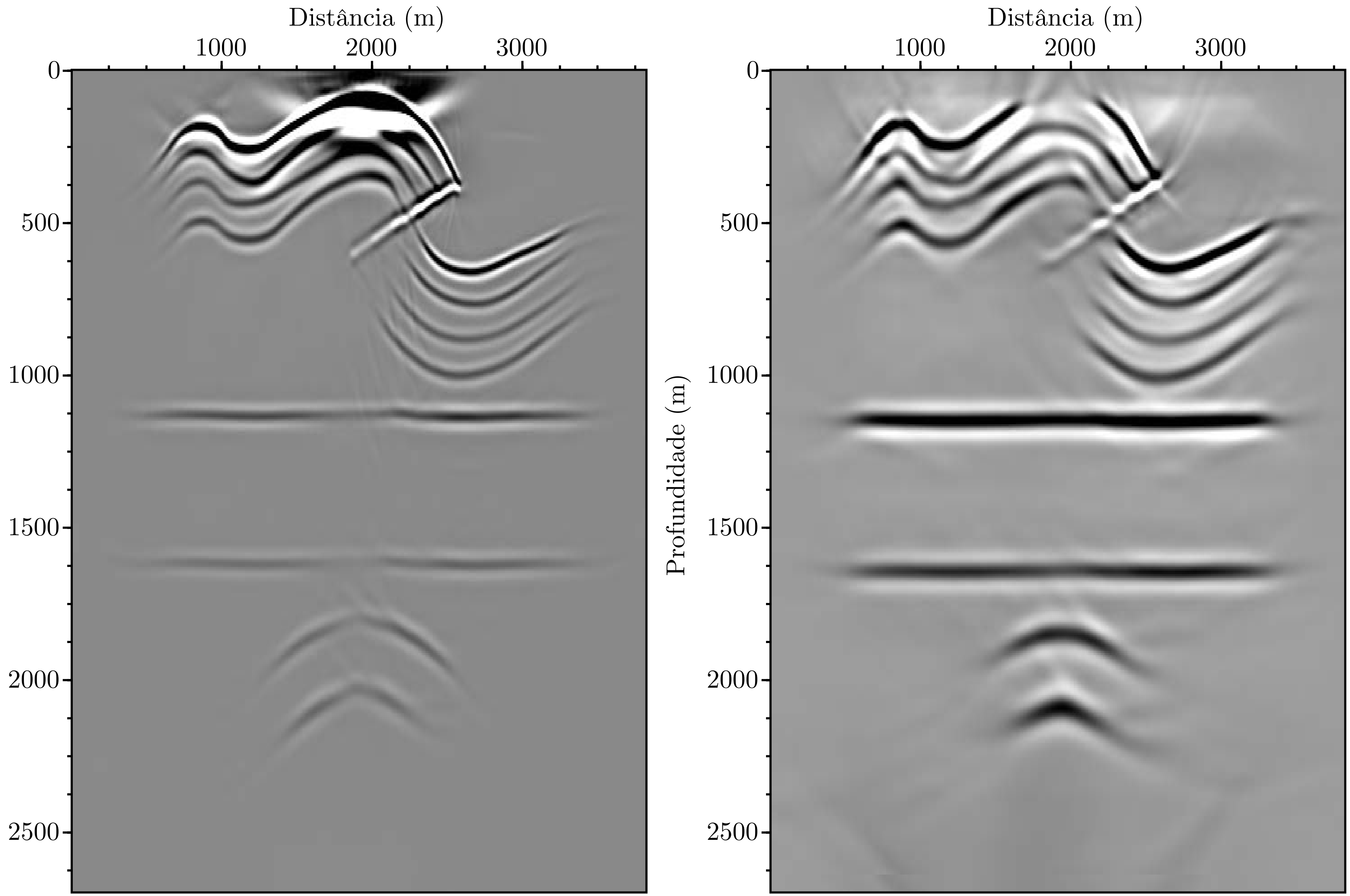


Figura 5.10: Seção resultante da migração das 27 famílias de múltiplos tiros.



(a) (b)

Figura 5.11: Comparação entre os resultados (a) da migração convencional das 448 famílias de tiro comum e (b) da migração das 27 famílias de múltiplos tiros no Modelo 1. Os eixos x e z não estão na mesma escala.

5.2 Modelo 2

O segundo modelo, mostrado na Figura 5.12, representa uma falha normal que corta três camadas inclinadas. Deseja-se imagear essa estrutura, apesar de ela se encontrar abaixo de um refletor irregular, sinuoso, que em termos matemáticos pode ser uma senoide e em geológicos sugere diversos *canyons* ou paleovales submarinos, situado entre as profundidades de 300 m e 800 m. O campo de velocidades construído para esse modelo possui dimensões 3510 m $\times$ 2160 m e o intervalo de amostragem espacial é novamente de 6 m na horizontal e na vertical. Nesse modelo, a velocidade sísmica varia entre 1500 e 3000 m/s.

5.2.1 Modelagem dos dados

O arranjo utilizado para este modelo foi idêntico ao do Modelo 1, ou seja, *split spread* com 160 receptores espaçados de 6 m entre si, e espaçamento mínimo entre fonte e receptor de 60 m.

O número de tiros realizados foi 408, com espaçamento de 6 m entre si, sendo o primeiro tiro realizado na posição 540 m. O tempo de registro foi de 2,28 s, com intervalo de amostragem de 0,3 ms. Na Figura 5.13, são mostradas as famílias de tiro comum correspondentes aos tiros 100, 200, 300 e 400, enquanto na Figura 5.14 são mostradas as mesmas famílias, após aplicação de silenciamento para suprimir as ondas diretas.

5.2.2 Migração RTM pré-empilhamento convencional

Para a suavização do campo de velocidades do Modelo 2, também utilizou-se o parâmetro $N = 10$. O campo suavizado é mostrado na Figura 5.15.

O resultado da migração das famílias de tiro comum obtidas sobre o Modelo 2 é mostrado na Figura 5.16. Na Figura 5.17, a seção migrada é comparada com o campo de velocidades. Observa-se que migração conseguiu recuperar os refletores da estrutura falhada, a despeito das irregularidades da interface acima dela. Esta, por sua vez, também foi corretamente imageada.

5.2.3 Migração RTM orientada ao alvo

Como zona de interesse, escolheu-se a região abaixo da profundidade $z_0 = 1140$ m, onde se encontra a estrutura falhada. Da mesma maneira que no Modelo 1, foram geradas 27 famílias de múltiplas fontes utilizando frentes de onda que formam ângulos entre $-13°$ e $13°$ com a horizontal (Figura 5.18).

As famílias de múltiplas fontes correspondentes às frentes de onda de ângulos $-5°$, $0°$ e $5°$ são mostradas na Figura 5.19. A Figura 5.20 mostra as famílias de múltiplos tiros geradas por convolução das famílias de múltiplas fontes com as famílias de tiro comum. Novamente, tomaram-se as famílias de múltiplas fontes como aproximações para os operadores de síntese.

O resultado da soma das migrações das 27 famílias de múltiplos tiros é mostrado na Figura 5.21. Na Figura 5.22, compara-se este resultado com a migração convencional das 408 famílias de tiro comum. Observa-se que as interfaces falhadas, na região de interesse, foram imageadas corretamente. Apenas não foram imageados os flancos das dobras na interface sinuosa.

Para verificar a influência dos ângulos das frentes de onda sintetizada, a migração orientada ao alvo foi repetida, mas tomando-se desta vez 53 frentes de onda com ângulos variando entre $-26°$ e $26°$. Na Figura 5.23 é mostrado o resultado dessa migração, enquanto na Figura 5.24 ele é comparado com a migração convencional das 408 famílias de tiro comum. Observamos que os flancos foram melhor imageados tomando-se frentes de onda de inclinações mais próximas da real inclinação dos flancos.

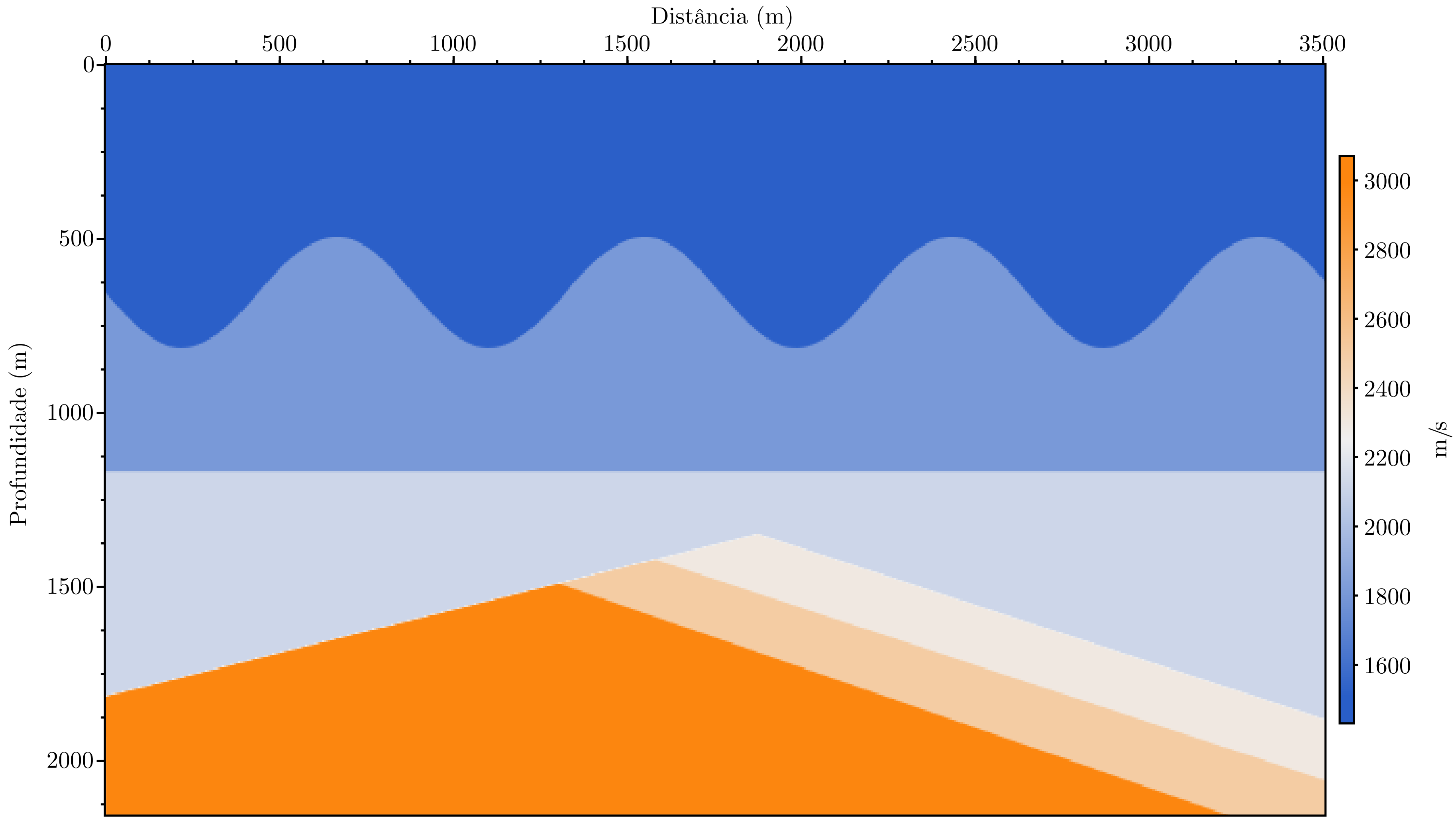


Figura 5.12: Campo de velocidades correspondente ao Modelo 2.

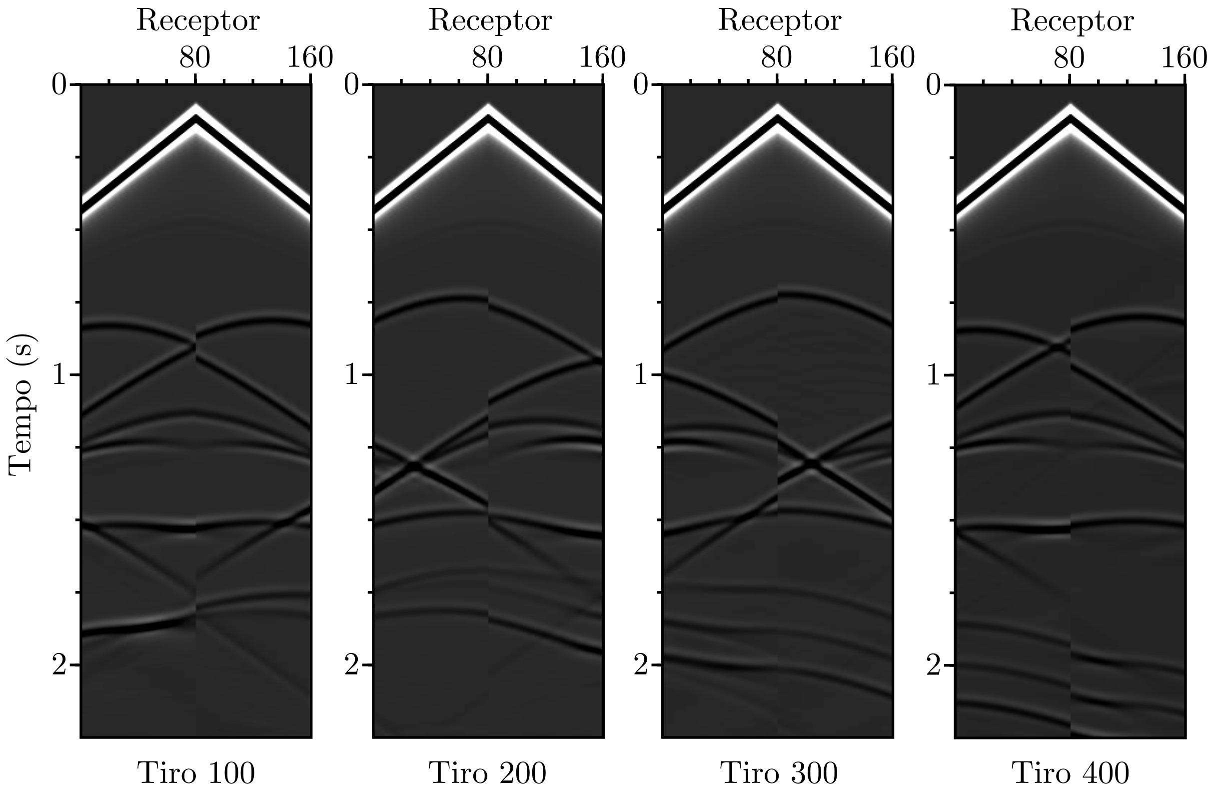


Figura 5.13: Exemplos de famílias de tiro comum sintéticas obtidas para o Modelo 2 (Figura 5.12).

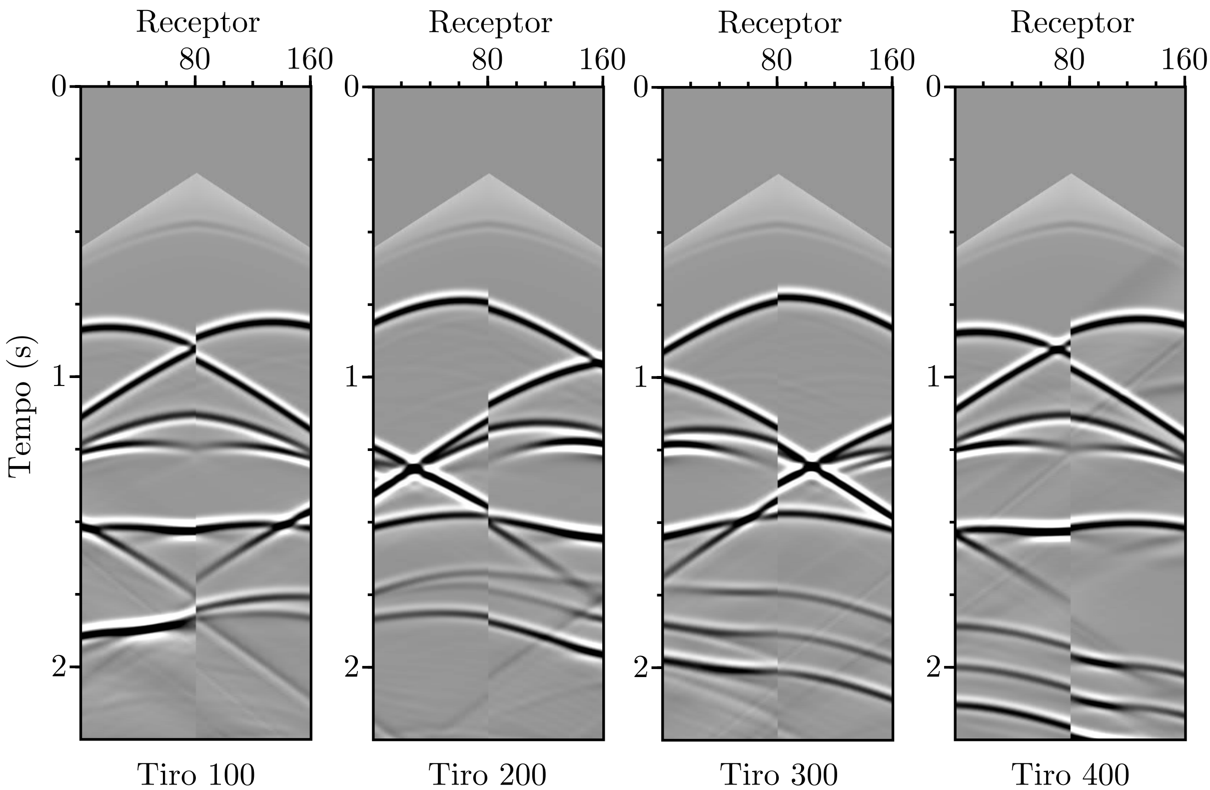


Figura 5.14: Famílias da Figura 5.13, após aplicação de silenciamento (*mute*).

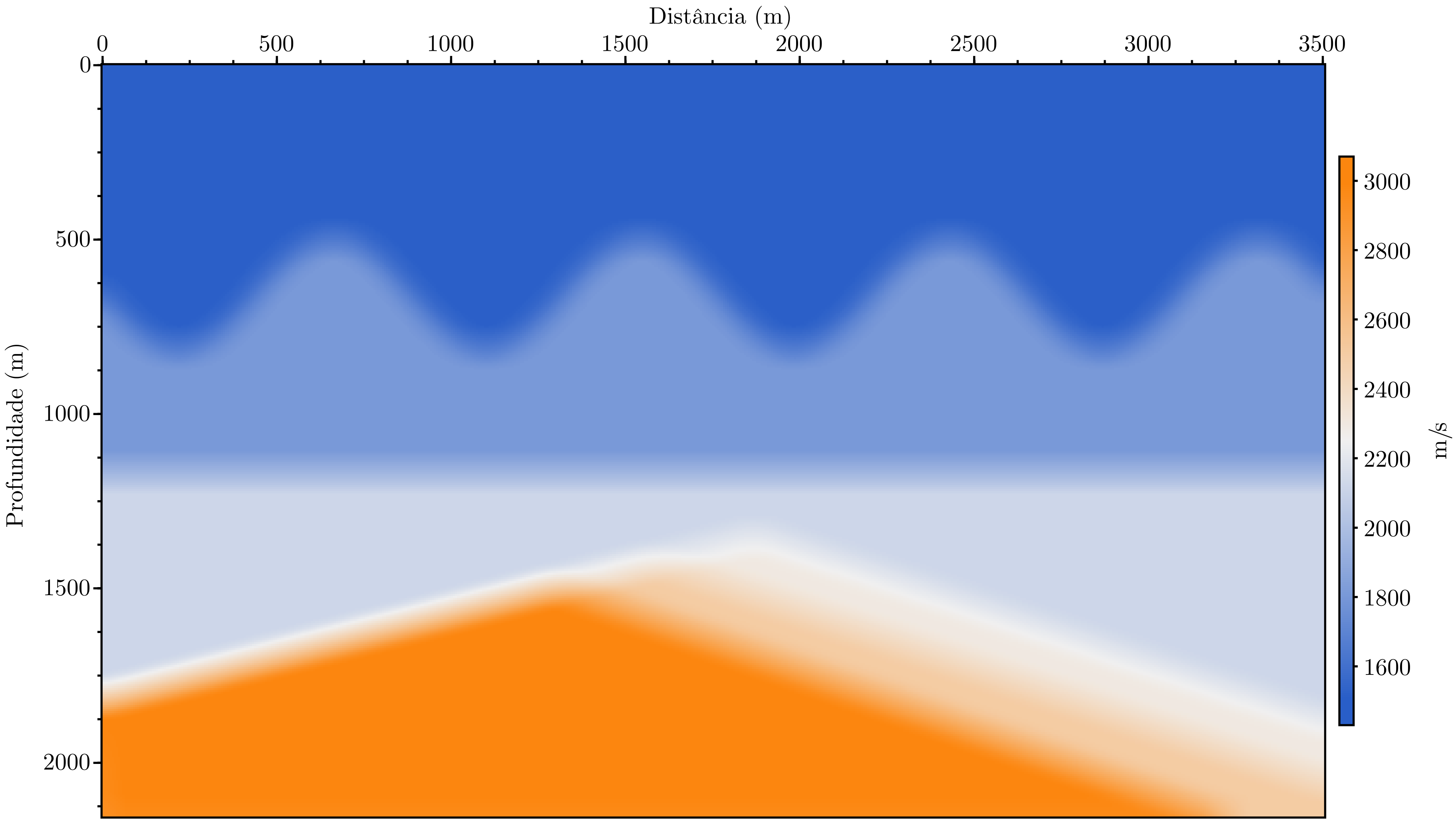


Figura 5.15: Campo de velocidades do Modelo 2, após aplicação de suavização com parâmetro $N = 10$.

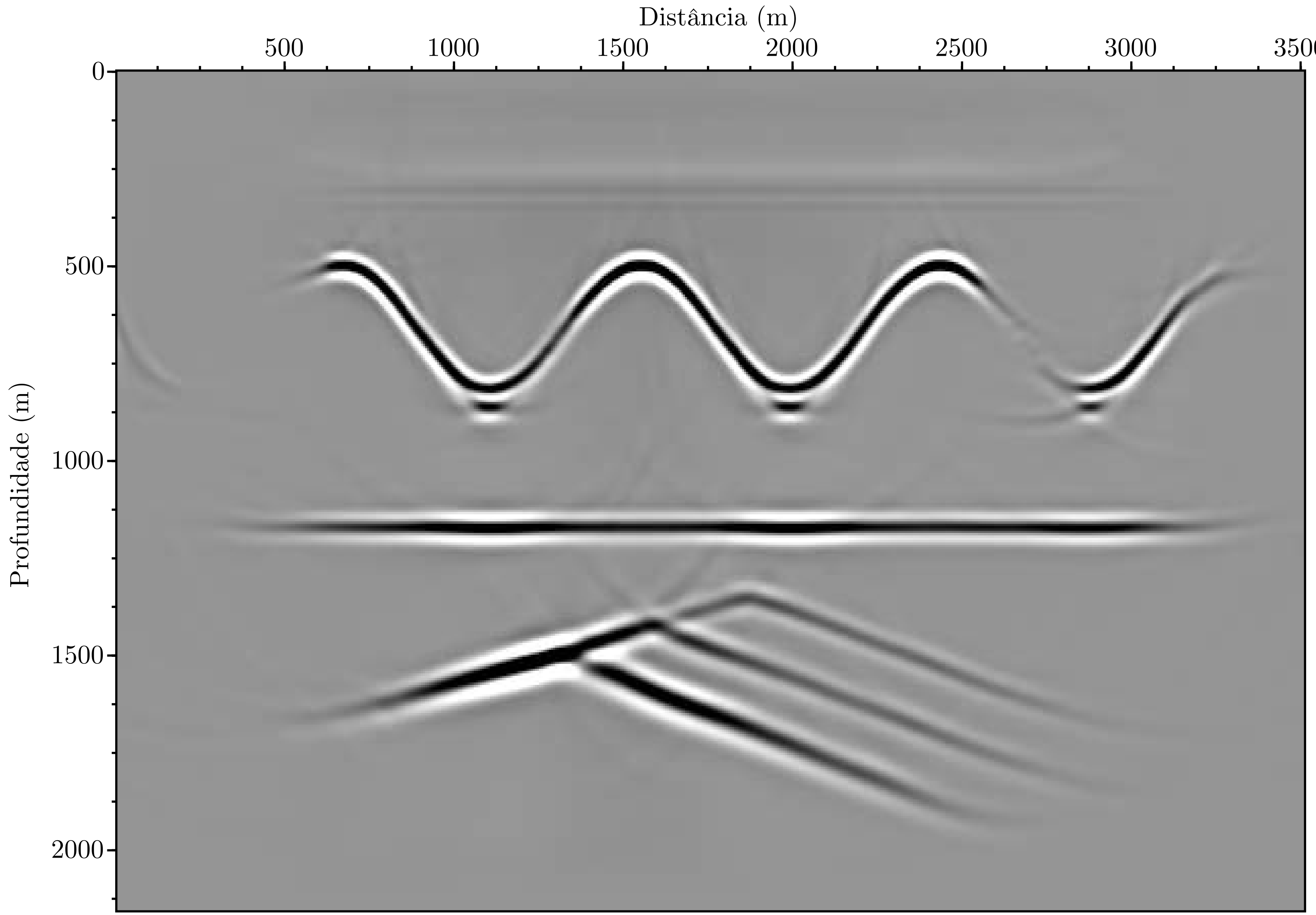


Figura 5.16: Seção obtida pela migração reversa no tempo das 408 famílias de tiro comum adquiridas sobre o Modelo 2.

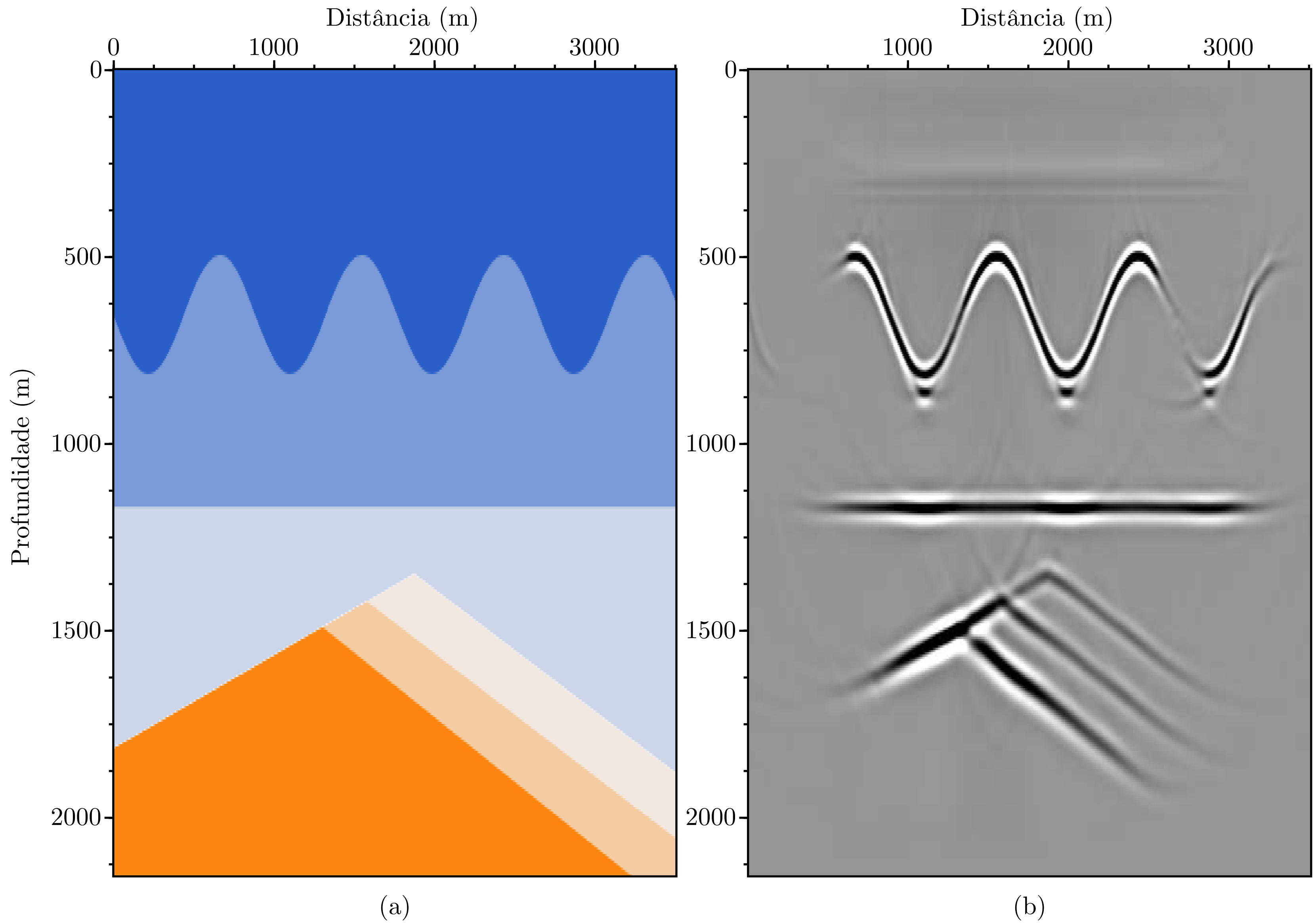


Figura 5.17: Comparação entre (a) o campo de velocidades do Modelo 2 e (b) a seção obtida por migração das 408 famílias de tiro comum. Os eixos x e z não estão na mesma escala.

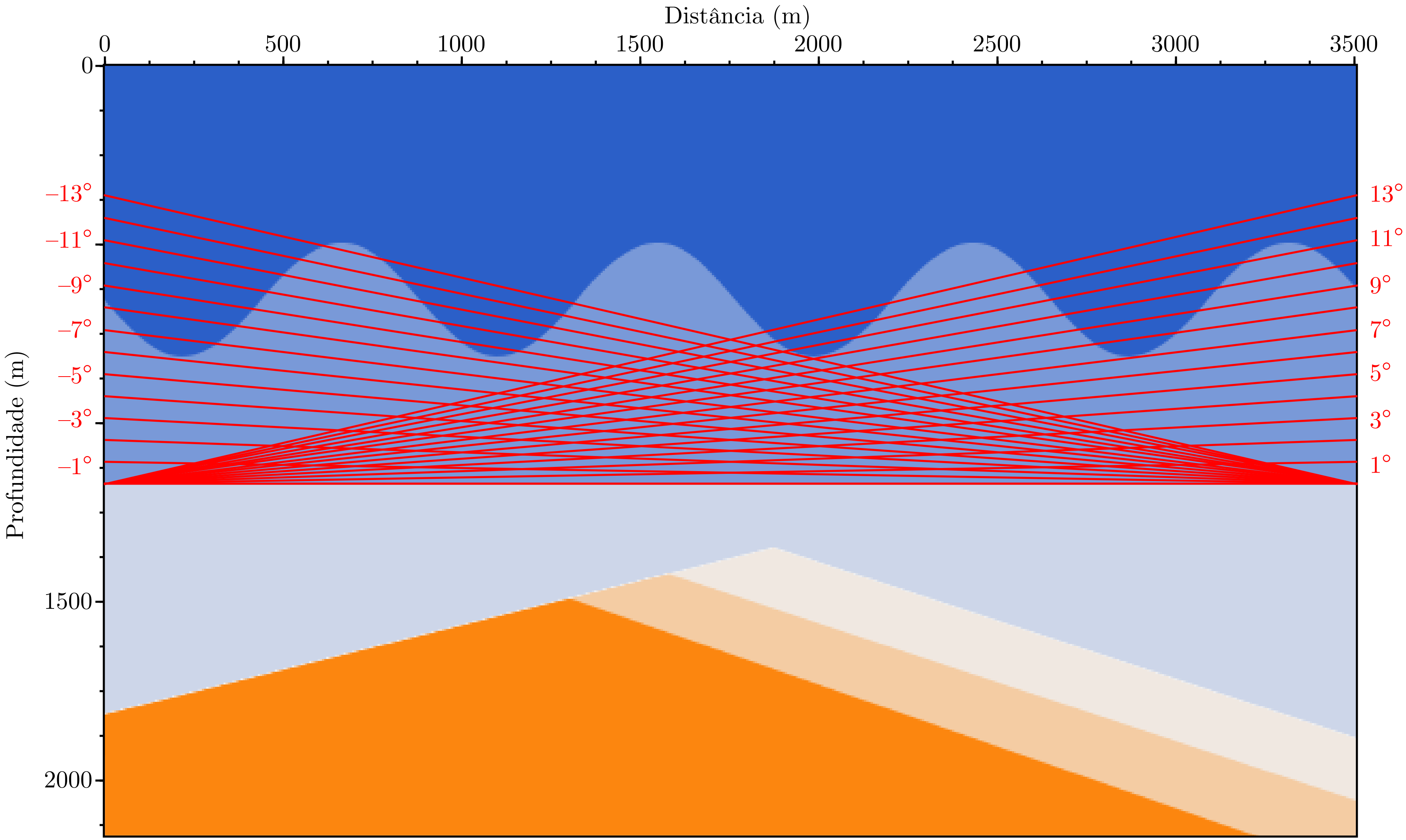


Figura 5.18: Esquema mostrando as 27 frentes de onda utilizadas para gerar as famílias de múltiplas fontes no Modelo 2.

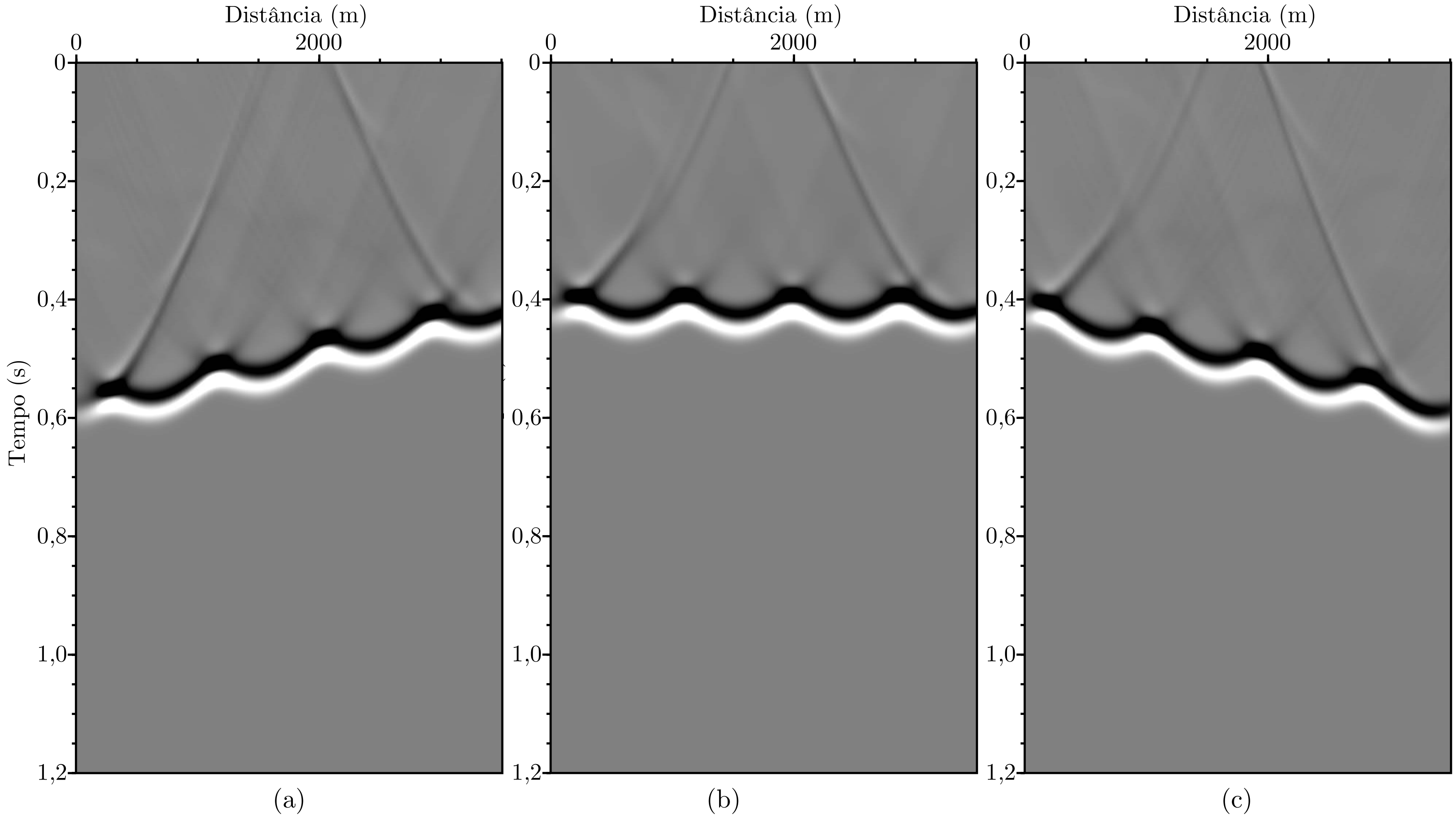


Figura 5.19: Famílias de múltiplas fontes geradas no Modelo 2, correspondentes às frentes de onda que incidem com ângulos de (a) $-5°$, (b) $0°$ e (c) $5°$.

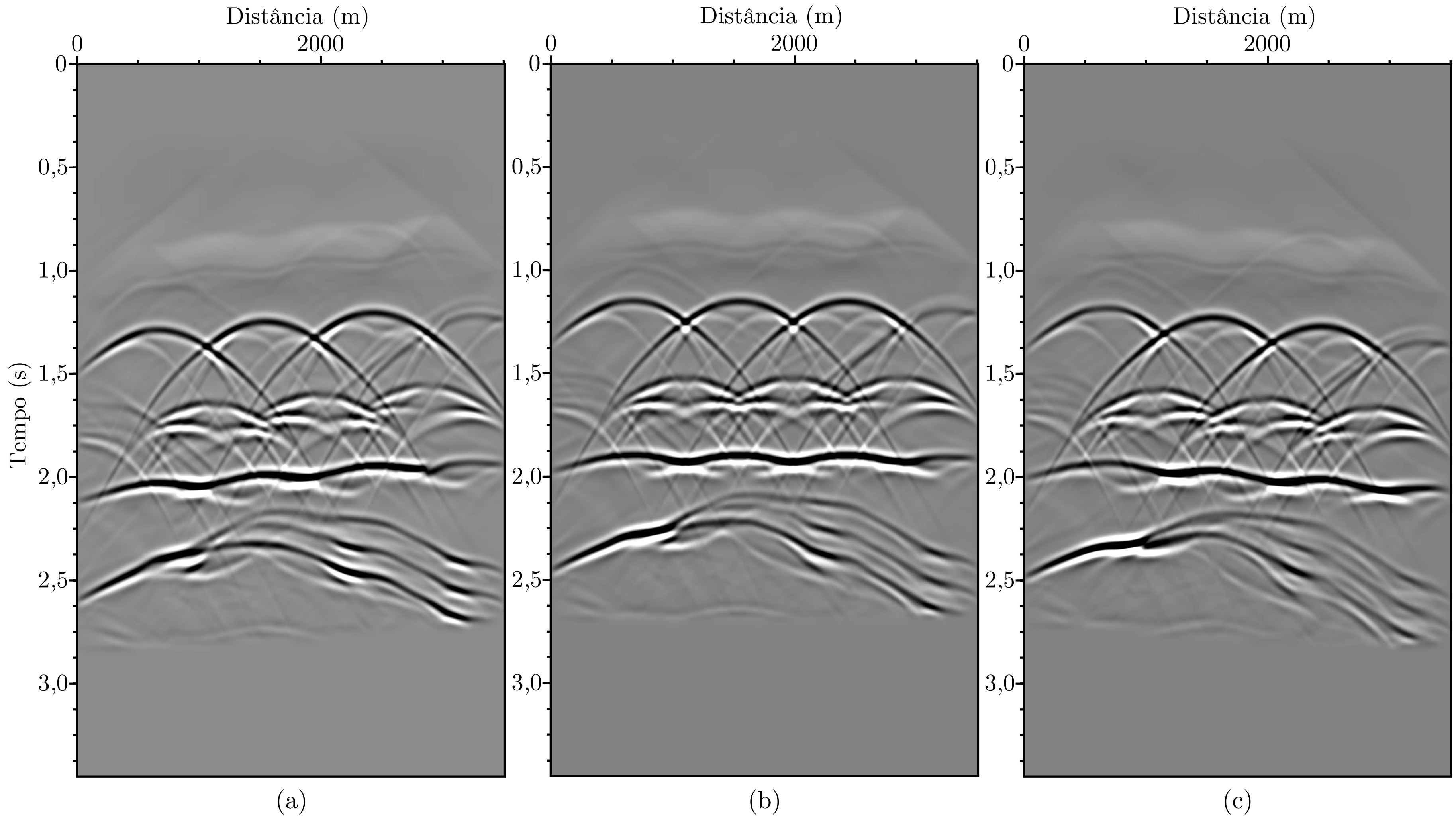


Figura 5.20: Famílias de múltiplos tiros geradas através da convolução das famílias de múltiplas fontes da Figura 5.19 com as famílias de tiro comum sintéticas do Modelo 2, correspondentes às frentes de onda de inclinações (a) $-5°$, (b) $0°$ e (c) $5°$.

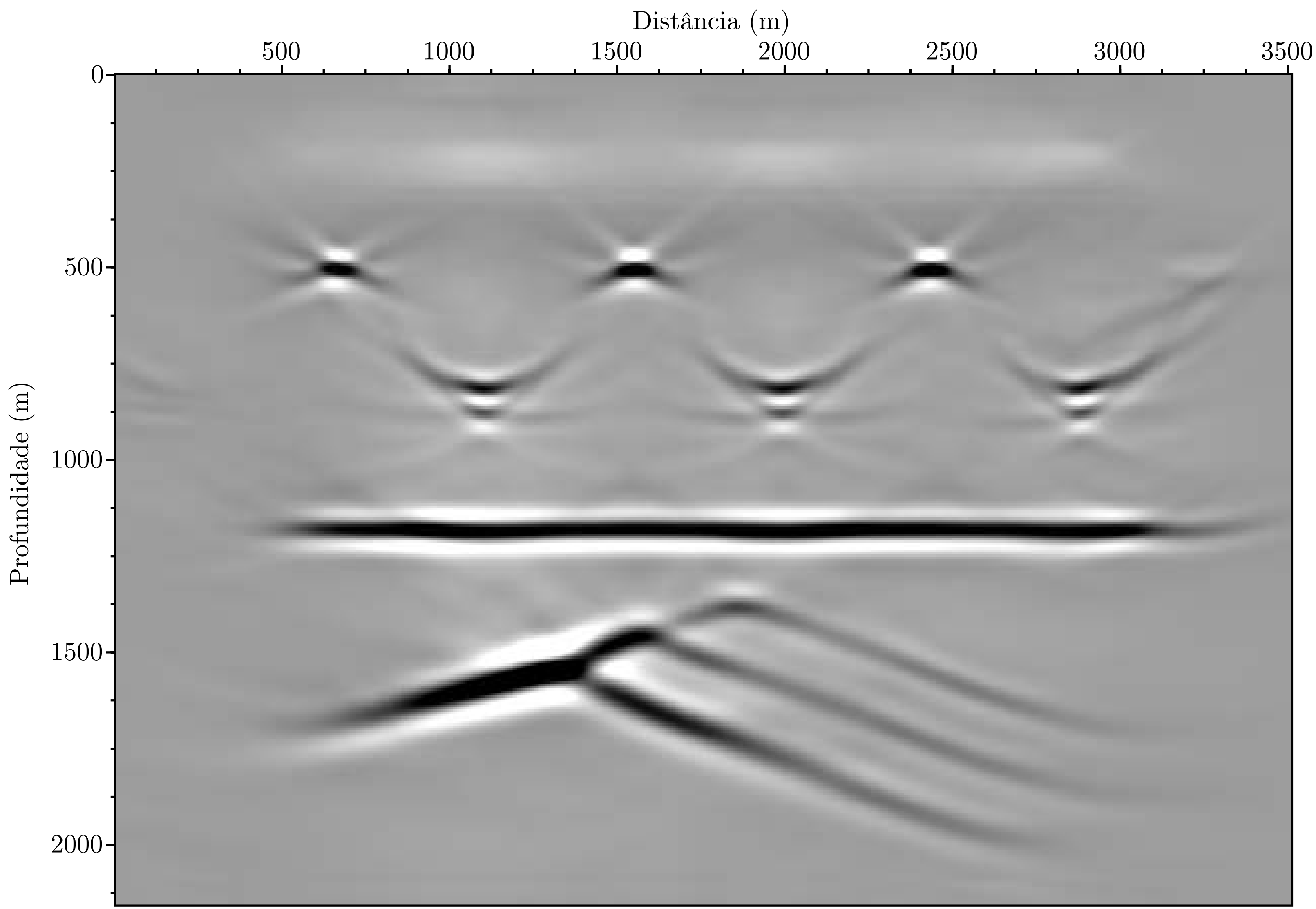


Figura 5.21: Seção resultante da migração de 27 famílias de múltiplos tiros no Modelo 2.

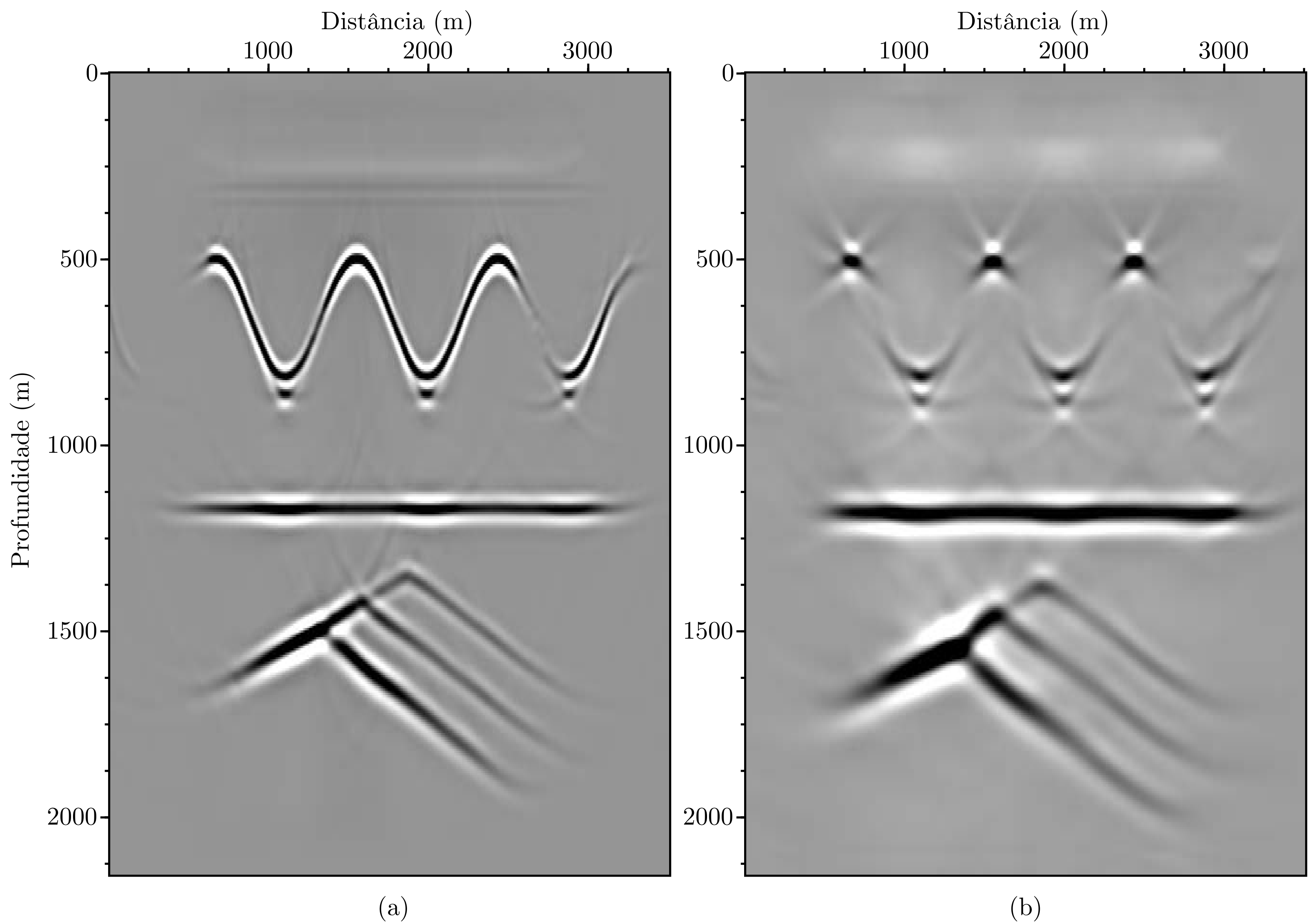


Figura 5.22: Comparação entre os resultados (a) da migração convencional das famílias de tiro comum e (b) da migração de 27 famílias de múltiplos tiros no Modelo 2. Os eixos x e z não estão na mesma escala.

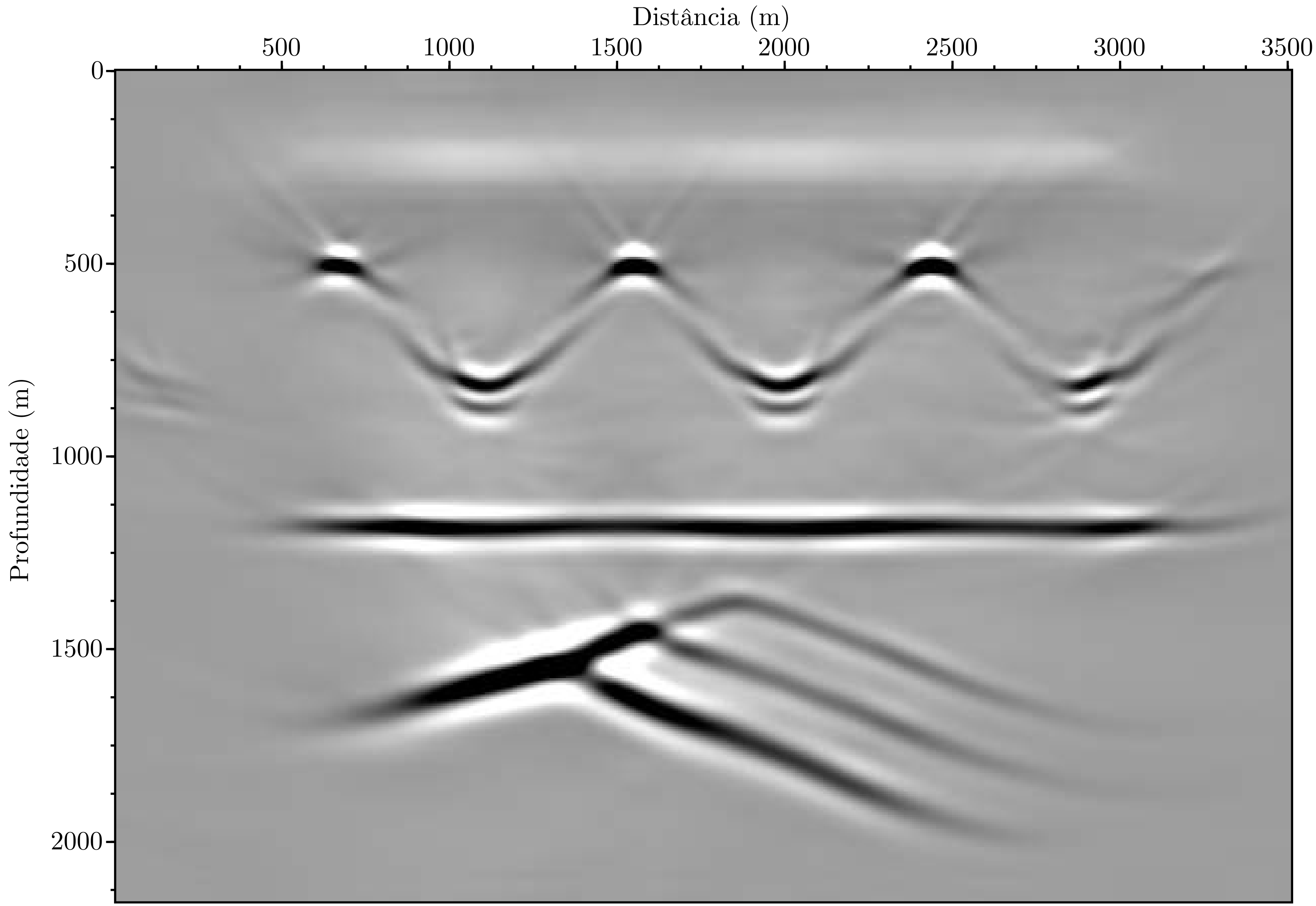


Figura 5.23: Seção resultante da migração de 53 famílias de múltiplos tiros no Modelo 2.

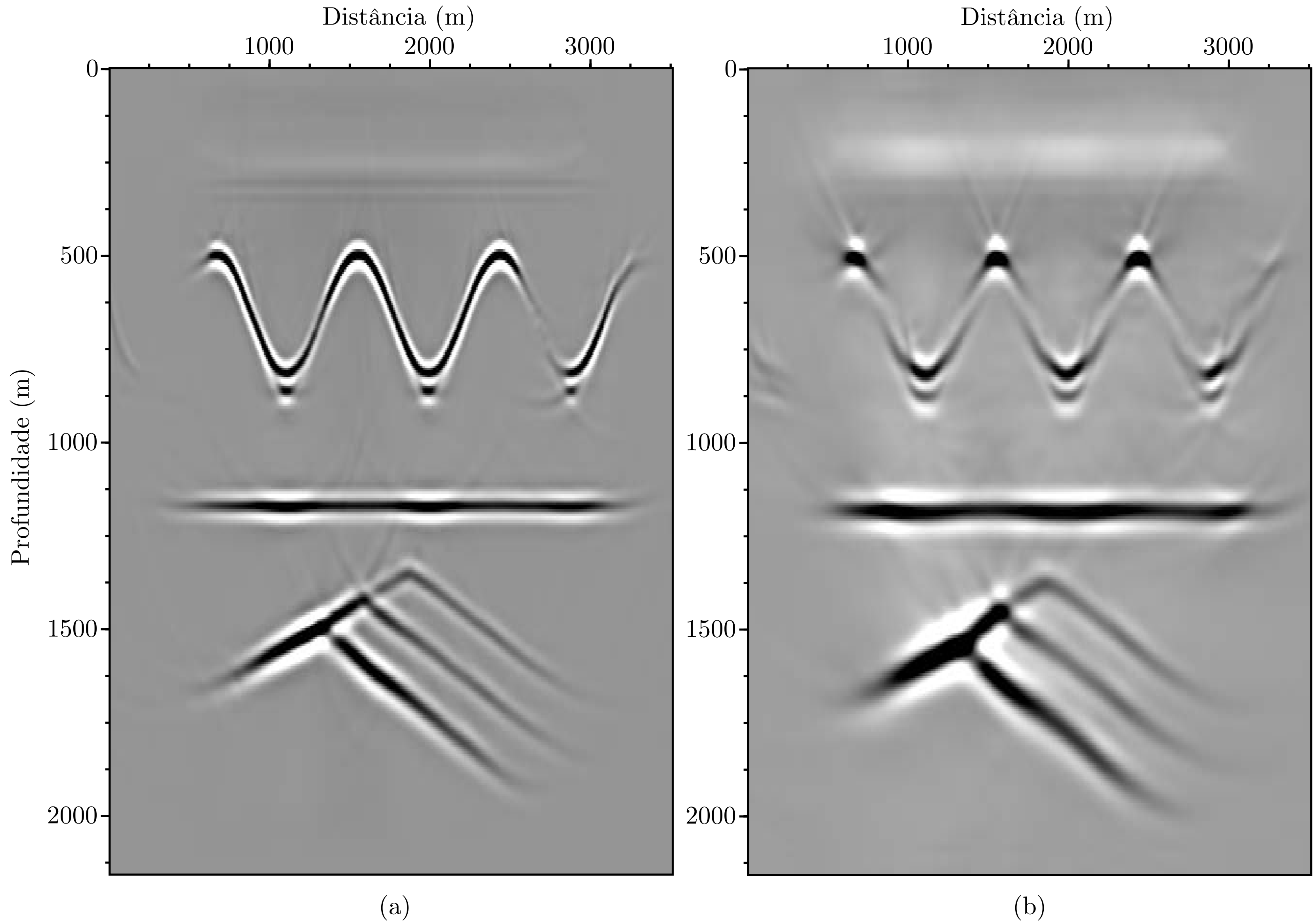


Figura 5.24: Comparação entre os resultados da migração convencional das famílias de tiro comum (a) e da migração de 53 famílias de múltiplos tiros (b) no Modelo 2. Os eixos x e z não estão na mesma escala.

5.3 Modelo 3

O Modelo 3 é mais realista que os anteriores, pois foi baseado numa interpretação feita por Milani e Thomaz Filho (2000) da região da Bacia Marañon. A parte superior do modelo (Figura 5.25) possui camadas falhadas, que dificultam o imageamento do refletor alvo abaixo da profundidade 1320 m.

O campo de velocidades possui dimensões 10614 m $\times$ 2700 m e intervalo de amostragem de 6 m na horizontal e na vertical. As velocidades sísmicas das camadas variam entre 1200 e 3000 m/s.

5.3.1 Modelagem dos dados

Novamente foi utilizado o arranjo *split spread* com 160 receptores espaçados de 12 m entre si e espaçamento mínimo entre fonte e receptor de 60 m.

Como esse modelo possui dimensão horizontal muito maior que os anteriores, dobrou-se para 12 m o espaçamento entre tiros, para evitar um volume excessivo e desnecessário de dados a ser tratado. Foram realizados 711 tiros ao longo da superfície do modelo. O primeiro tiro foi realizado na posição 1074 m e o tempo de registro de cada tiro foi de 2,4 s, com intervalo de amostragem de 0,3 ms.

As famílias de tiro comum correspondentes aos tiros 100, 300, 500 e 700 são mostradas nas Figuras 5.26 e 5.27, respectivamente sem e com a aplicação de silenciamento. A família de tiro comum nº 700 mostra que a onda direta interfere nos eventos correspondentes às reflexões nas interfaces rasas, o que pode levar a ruídos na seção migrada.

5.3.2 Migração RTM pré-empilhamento convencional

Para realizar as migrações, o campo de velocidades foi suavizado com parâmetro de suavização $N = 20$ (Figura 5.28).

O resultado da migração das famílias de tiro comum é mostrado na Figura 5.29. A Figura 5.30 compara o resultado com o campo de velocidades. Novamente verificamos que a interface na zona de interesse foi corretamente imageada, bem como a região de camadas falhadas.

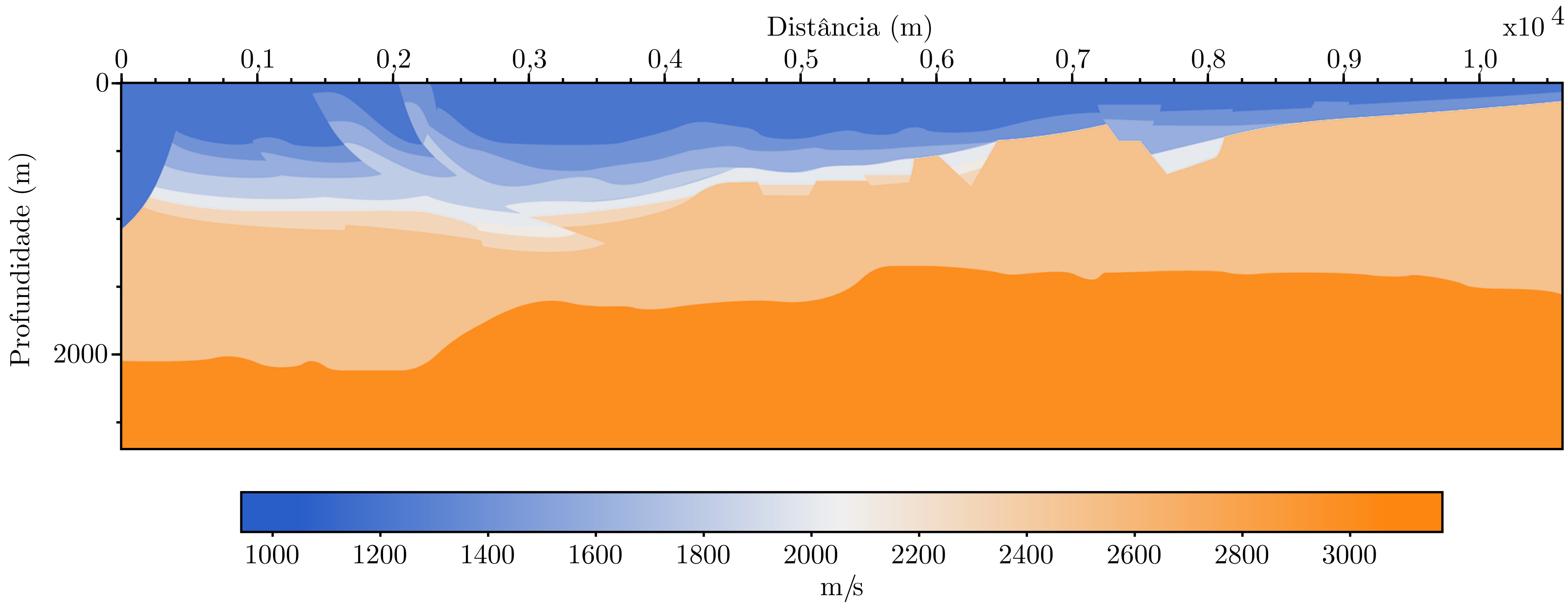


Figura 5.25: Campo de velocidades correspondente ao Modelo 3.

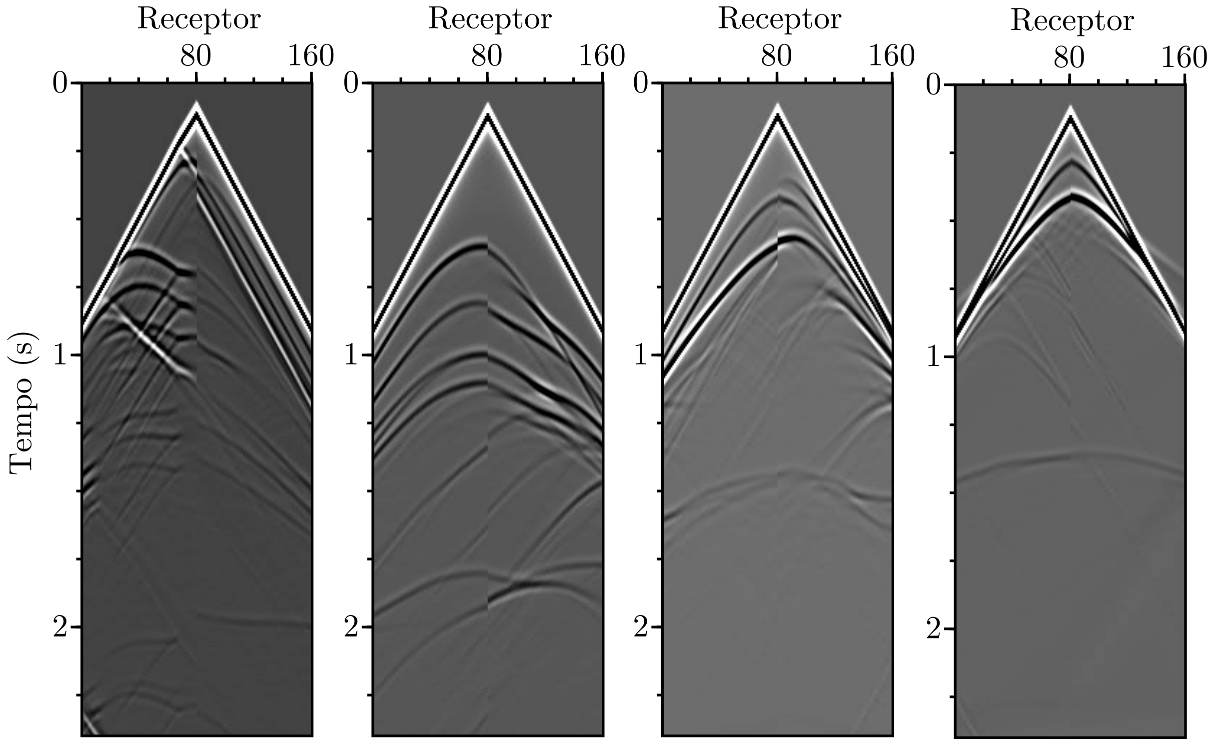


Figura 5.26: Exemplos de famílias de tiro comum adquiridas sobre o Modelo 3 (Figura 5.25).

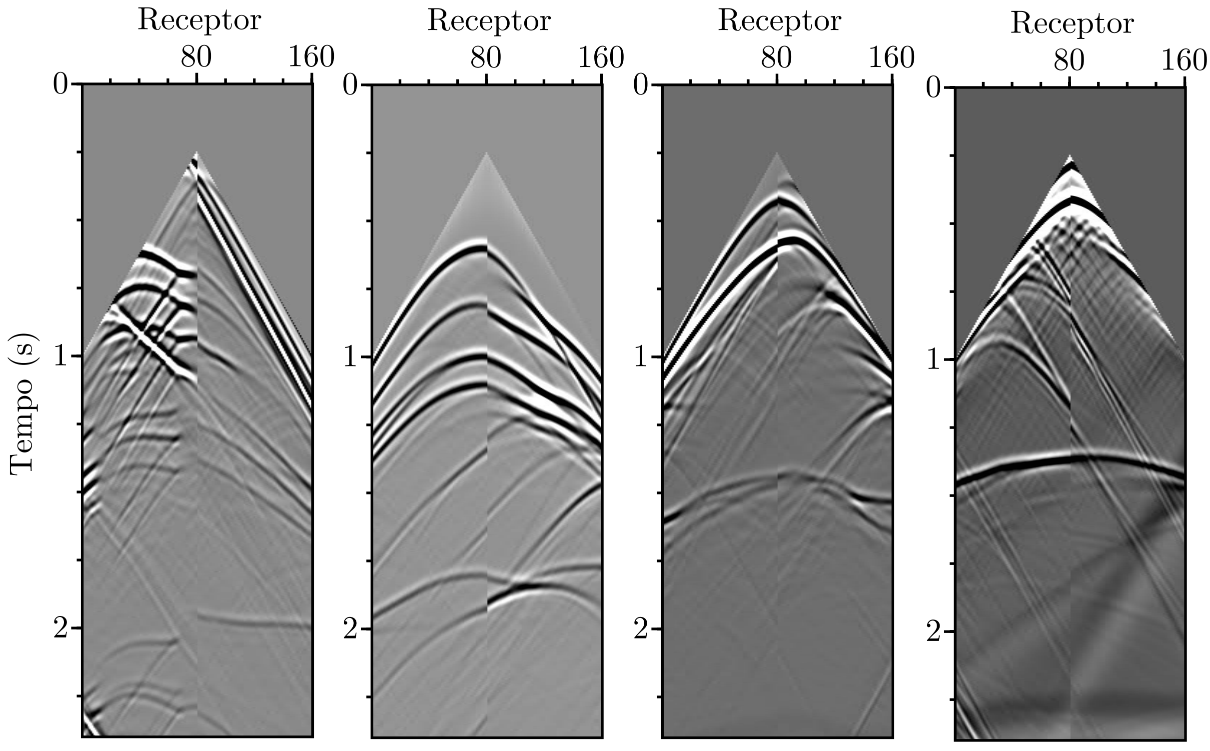


Figura 5.27: Famílias da Figura 5.26, após aplicação de silenciamento (*mute*).

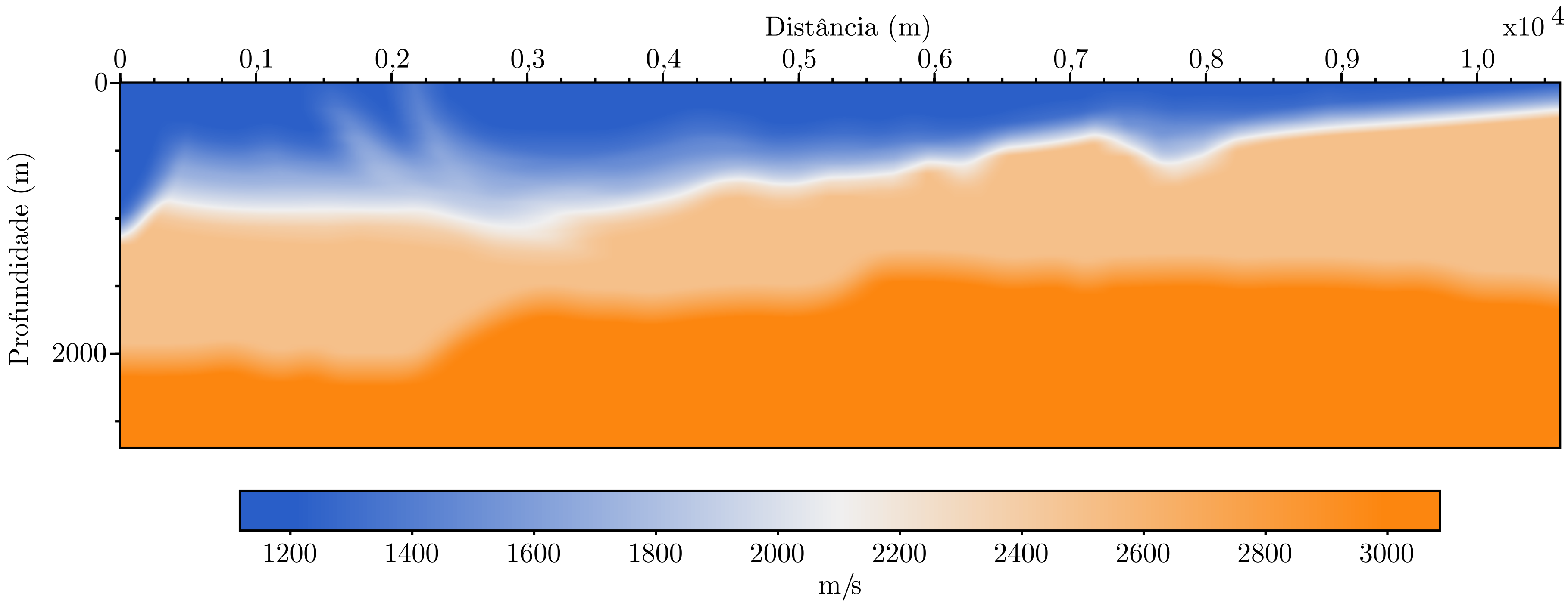


Figura 5.28: Campo de velocidades do Modelo 3, após aplicação de suavização com parâmetro $N = 20$.

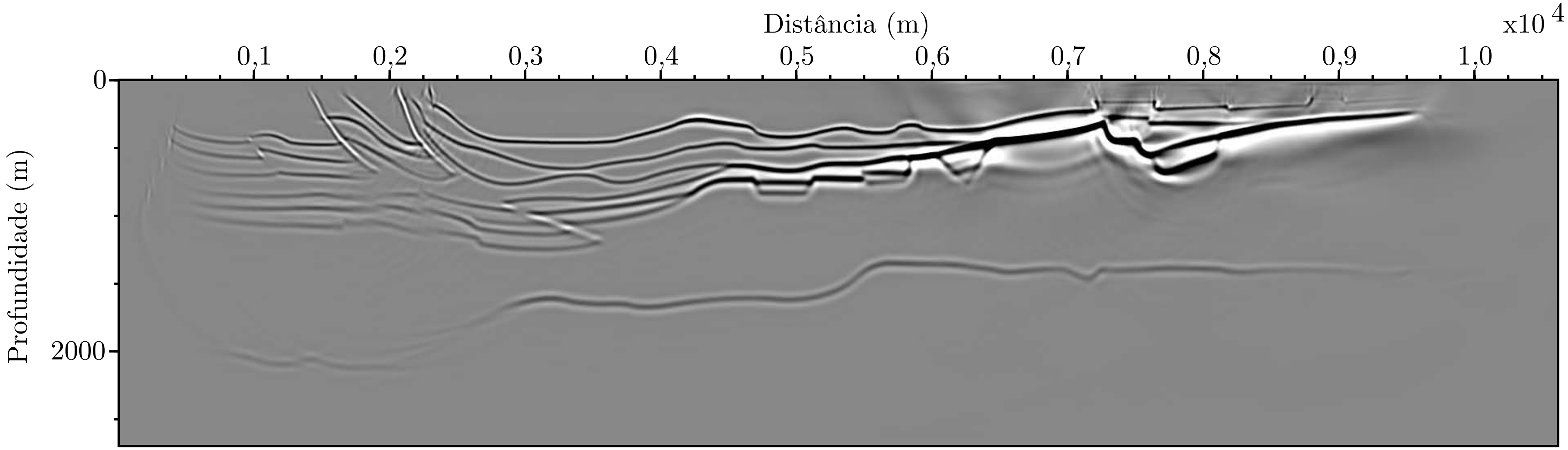


Figura 5.29: Seção obtida pela migração reversa no tempo das 711 famílias de tiro comum adquiridas sobre o Modelo 3.

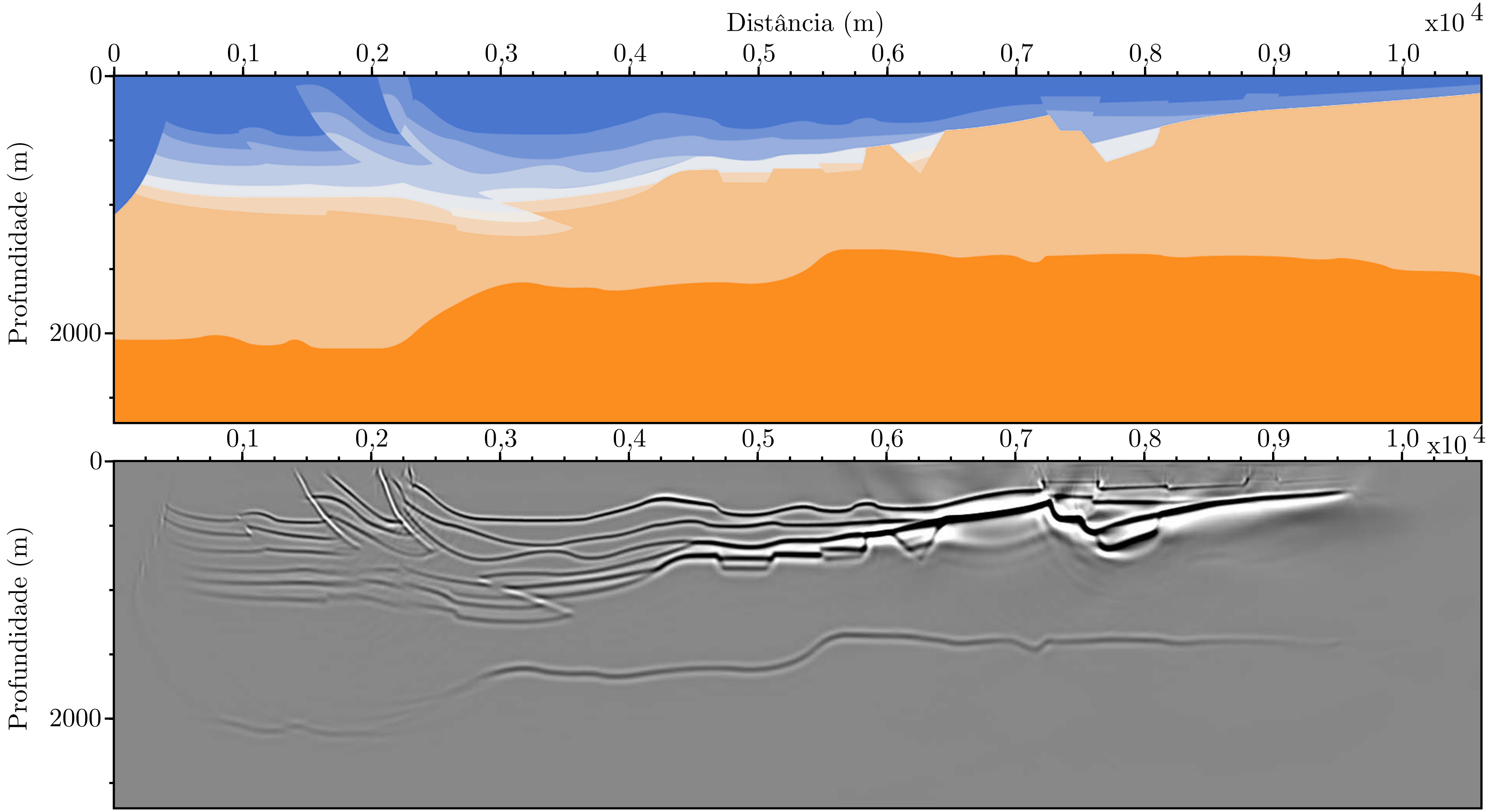


Figura 5.30: Comparação entre (a) o campo de velocidades do Modelo 3 e (b) a seção obtida por migração das famílias de tiro comum.

5.3.3 Migração RTM orientada ao alvo

Para obter as famílias de múltiplas fontes, foram tomadas novamente frentes de ondas com inclinações entre $-13°$ e $13°$ em relação à horizontal. A região de interesse é aquela abaixo da profundidade $z_0 = 1320$ m.

Na Figura 5.31 são mostradas as famílias de múltiplas fontes correspondentes às frentes de onda com ângulos $-5°$, $0°$ e $5°$, enquanto a Figura 5.32 mostra as famílias de múltiplos tiros.

A seção obtida pela migração das 27 famílias de múltiplos tiros é apresentada na Figura 5.33. Na Figura 5.34, ela é comparada com a seção obtida pela migração das famílias de tiro comum. O refletor localizado na região de interesse foi corretamente imageado por essa migração. A região das falhas também foi corretamente imageada, apesar de os ruídos já existentes na seção migrada obtida anteriormente, concentrados na parte rasa do modelo sob influência da onda direta, terem sido amplificados neste último resultado.

Vale ressaltar o alto ganho em termos de tempo computacional com a migração orientada ao alvo, que requer apenas 27 famílias de múltiplos tiros, em relação à migração direta das 711 famílias de tiro comum.

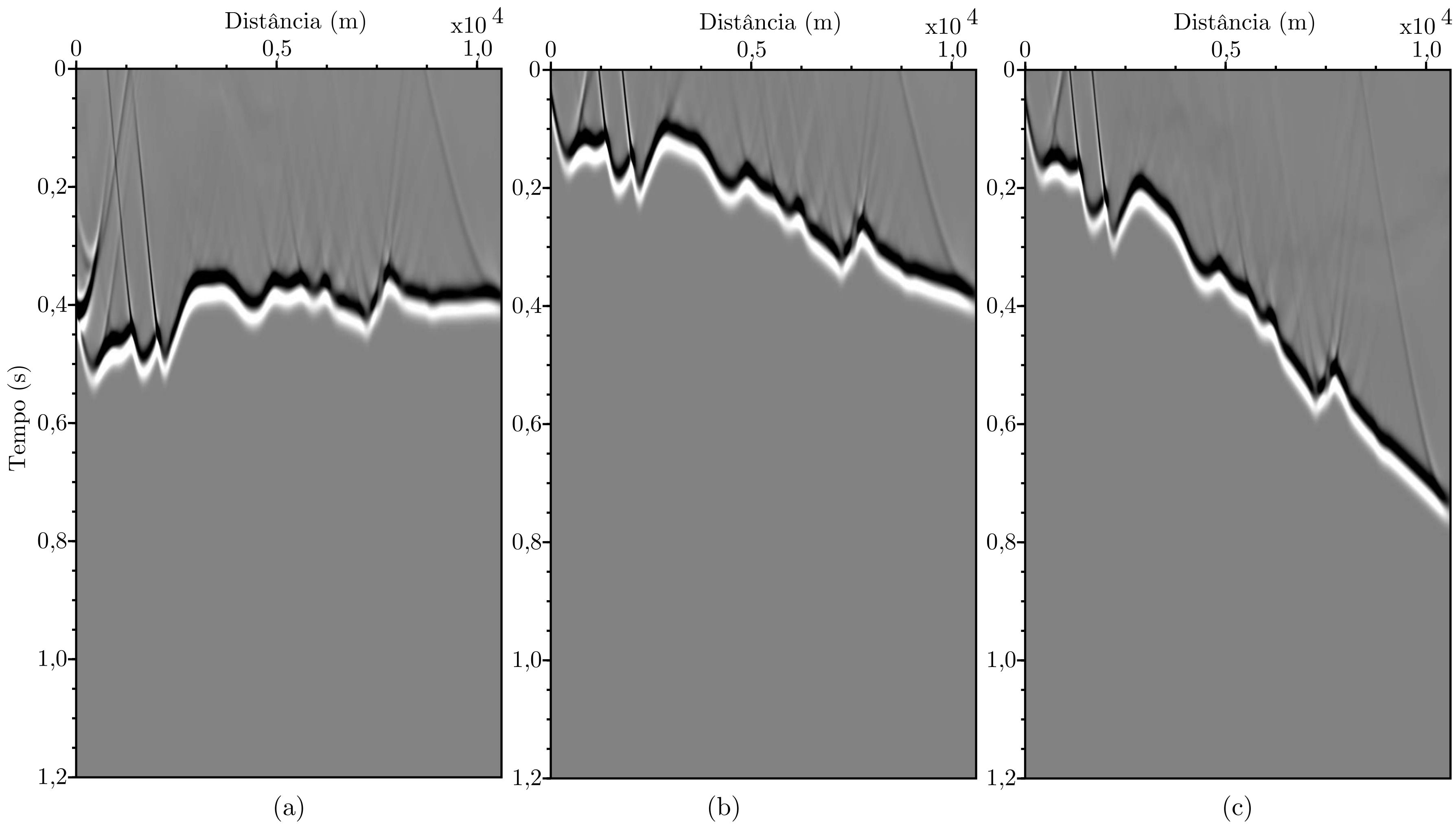


Figura 5.31: Famílias de múltiplas fontes geradas no Modelo 3, correspondentes às frentes de onda que incidem com ângulos de (a) $-5°$, (b) $0°$ e (c) $5°$.

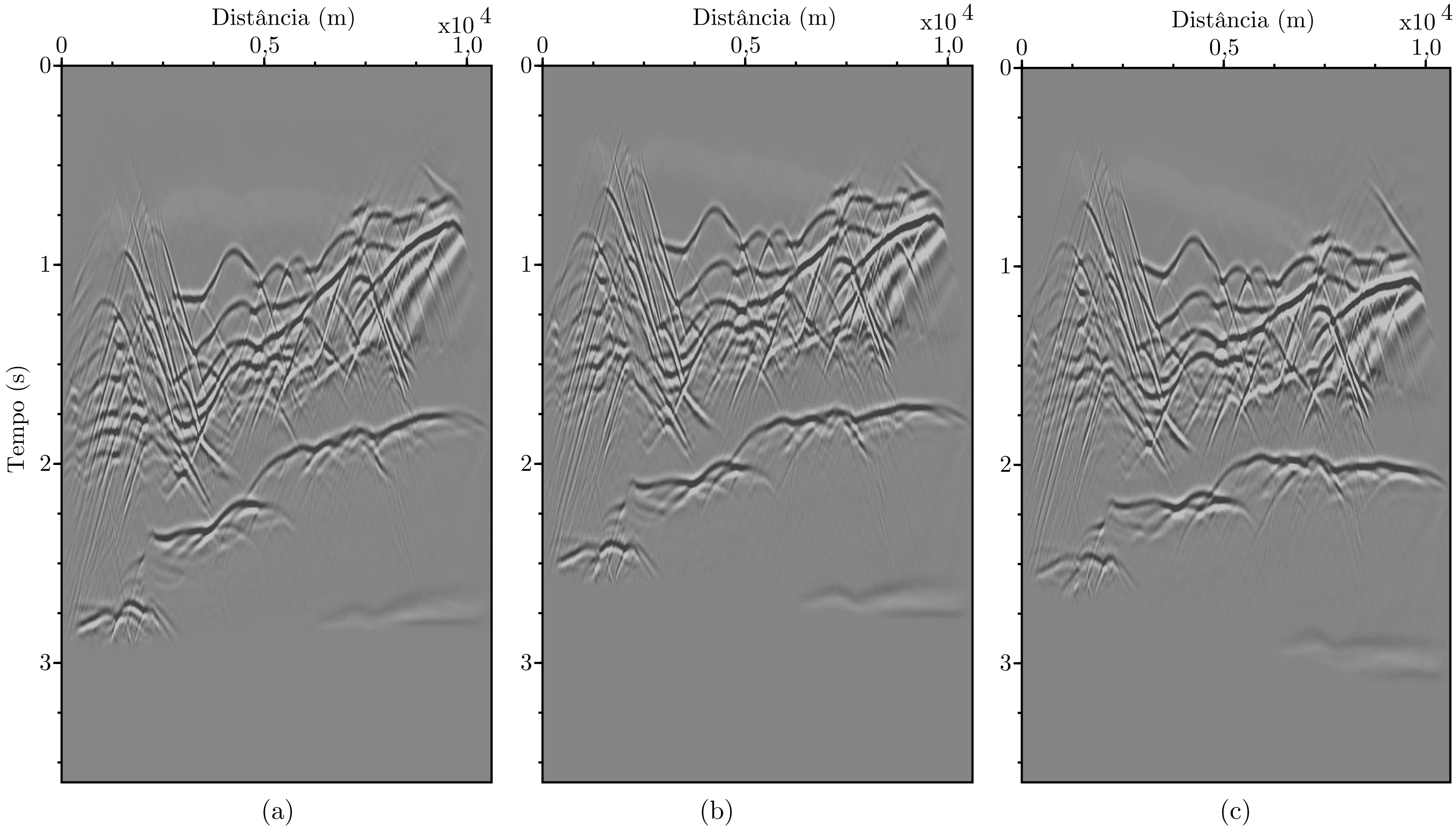


Figura 5.32: Famílias de múltiplos tiros geradas através da convolução das famílias de múltiplas fontes da Figura 5.31 com os sismogramas de campo, correspondentes às frentes de onda de inclinações (a) $-5°$, (b) $0°$ e (c) $5°$.

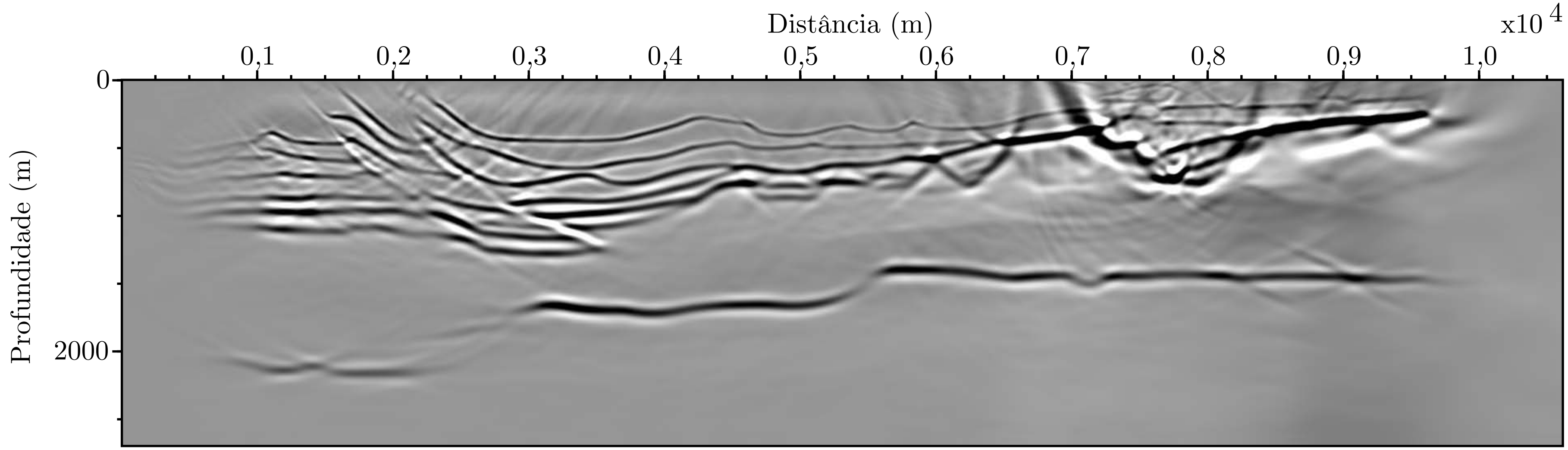


Figura 5.33: Seção resultante da migração de 27 famílias de múltiplos tiros no Modelo 3.

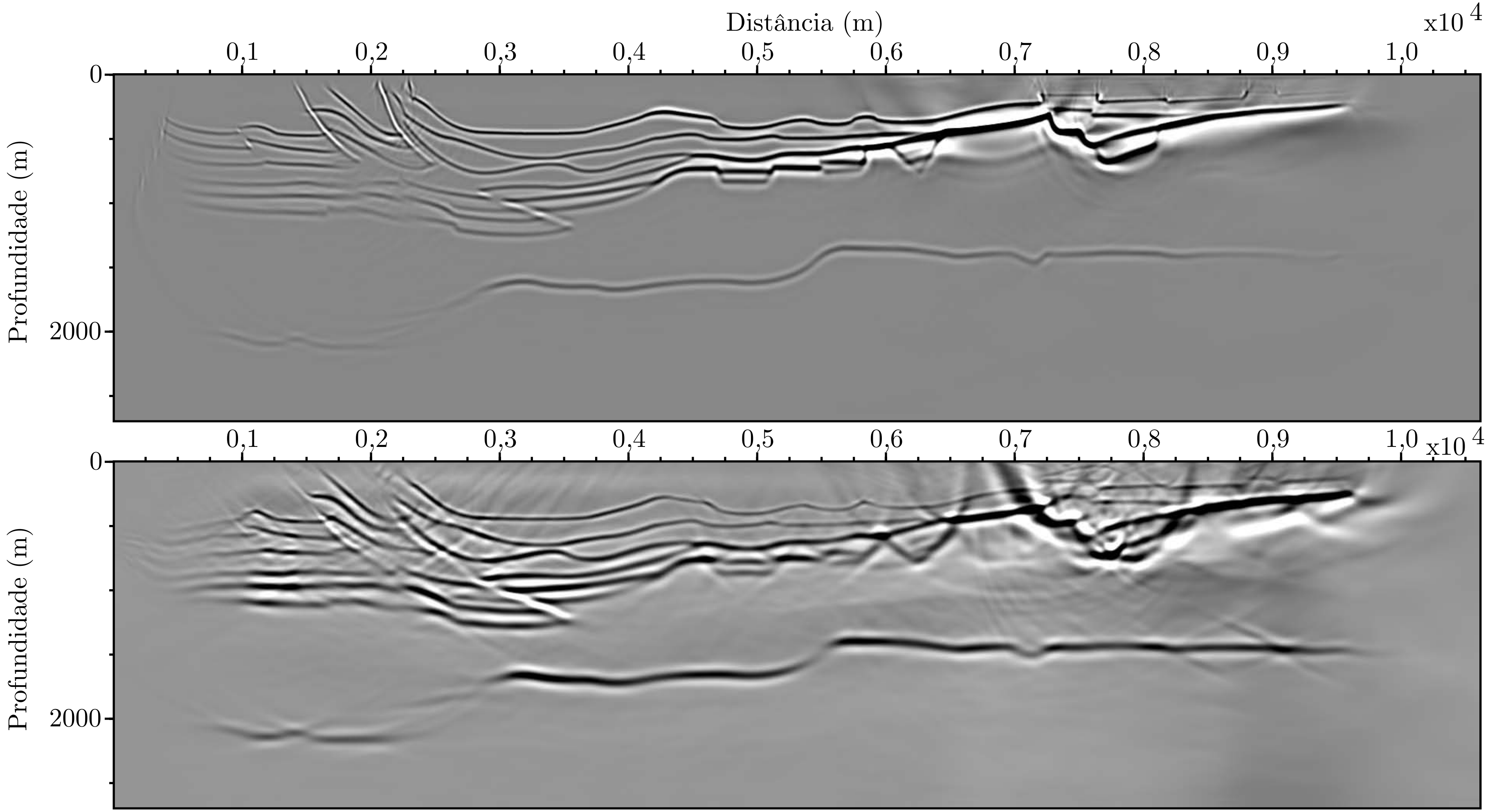


Figura 5.34: Comparação entre os resultados (a) da migração convencional das 711 famílias de tiro comum e (b) da migração de 27 famílias de múltiplos tiros no Modelo 3.

5.4 Modelo 4

O quarto modelo foi construído com base na interpretação feita por Mohriak (1995), referente a uma região *offshore* da costa leste brasileira, na Bacia de Santos.

Devido ao tempo escasso, neste modelo não foi aplicada a migração orientada ao alvo, mas apenas a migração convencional das famílias de tiro comum.

O campo de velocidades é mostrado na Figura 5.35. O modelo é formado por camadas de mergulhos suaves e progradantes na parte superior, uma camada de alta velocidade sísmica que simula um domo de sal e, no fundo do modelo, a região de interesse, que é uma camada irregular falhada. Camadas de sal espessas e irregulares são atualmente um desafio para a indústria de exploração de hidrocarbonetos, pois devido às suas altas velocidades sísmicas, tendem a espalhar a energia da onda.

O campo possui dimensões 11478 m $\times$ 3300 m, com intervalo de amostragem de 6 m na horizontal e na vertical. A velocidade sísmica varia entre 1500 m/s (correspondente à camada de água) e 3700 m/s (correspondente ao domo de sal).

5.4.1 Modelagem dos dados

Para este modelo, o arranjo utilizado foi o *end-on*, com 160 receptores espaçados de 12 m entre si e posicionados à esquerda da fonte. O afastamento mínimo entre fonte e receptor é de 60 m.

Foram realizados, no total, 792 tiros, com espaçamento entre tiros de 12 m e o primeiro tiro na posição 1980 m. O tempo de registro foi de 2,7 s, com intervalo de amostragem de 0,0003 ms.

A Figura 5.36 mostra as famílias de tiro comum correspondentes as tiros 100, 300, 500 e 700, enquanto a Figura 5.37 mostra essas mesmas famílias, após a aplicação de silenciamento.

Novamente verificamos, examinando a família de tiro comum correspondente ao tiro 100, que a onda direta interfere nos eventos correspondentes às primeiras reflexões na parte rasa do modelo, o que poderá gerar ruídos na seção migrada.

5.4.2 Migração RTM pré-empilhamento convencional

O campo de velocidades foi suavizado com parâmetro de suavização $N = 20$ (Figura 5.38). Esse campo foi utilizado para migrar as famílias de tiro comum. O resultado é mostrado na Figura 5.39. Ele é comparado com o campo de velocidades original na Figura 5.40.

Examinando essa figura, observamos que a migração foi bem-sucedida em reconstituir os refletores do modelo inicial, incluindo as falhas do refletor localizado na zona de interesse abaixo da camada de sal. Apenas houve perda de amplitude do refletor horizontal abaixo do primeiro ápice do domo de sal, próximo ao centro da seção.

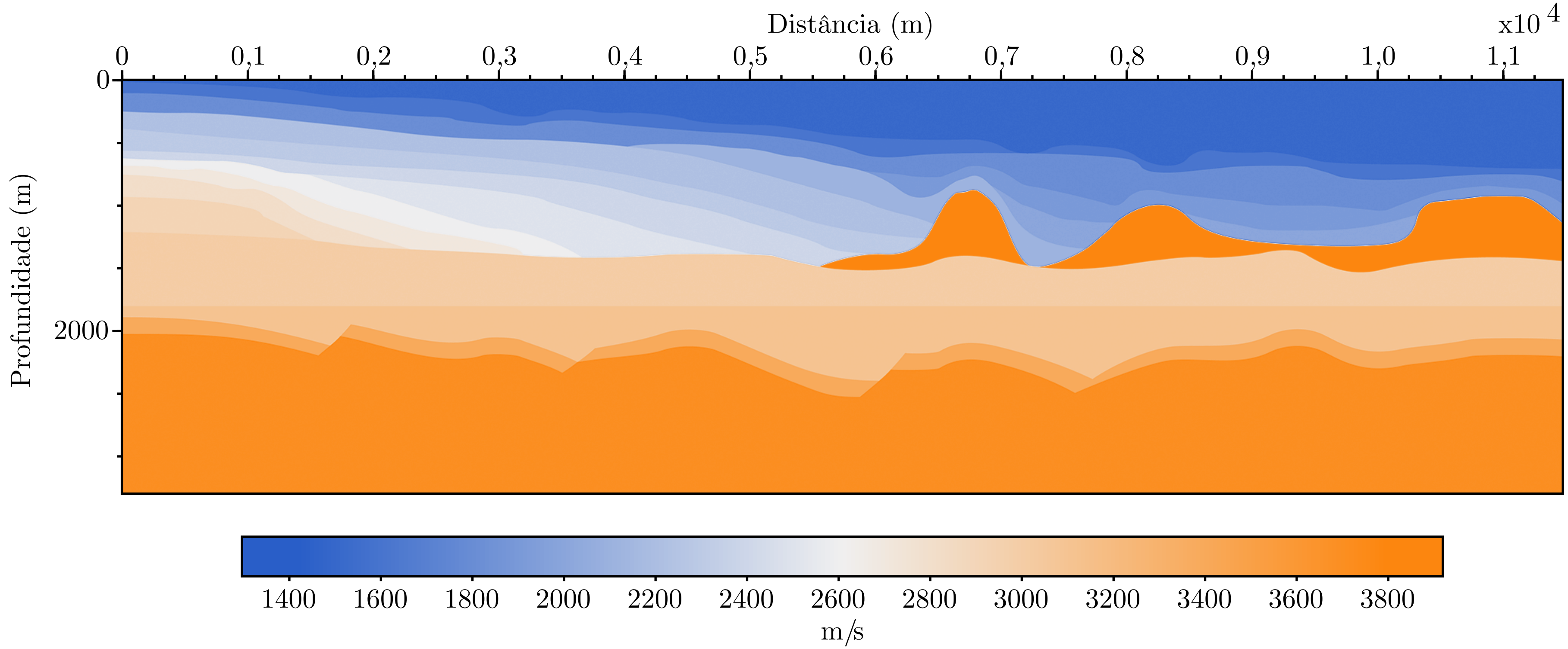


Figura 5.35: Campo de velocidades correspondente ao Modelo 4.

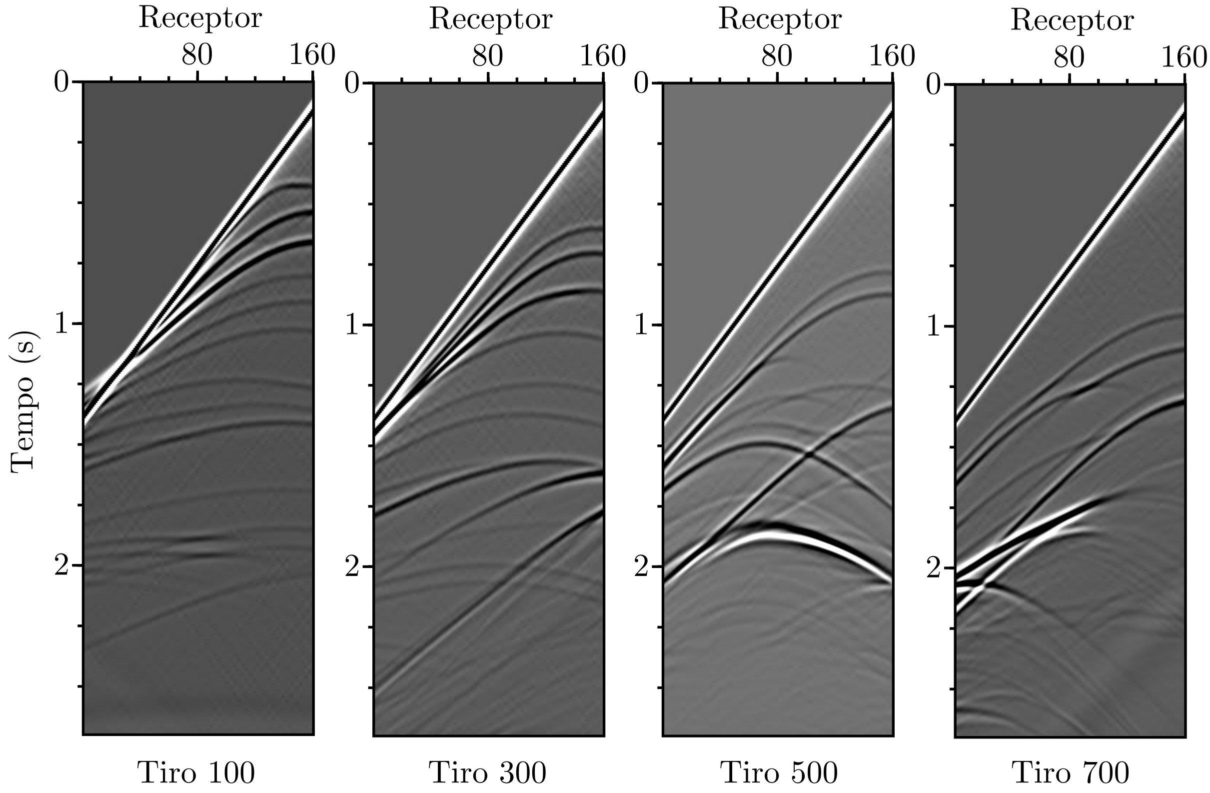


Figura 5.36: Tiros adquiridos sobre o Modelo 4 (Figura 5.35).

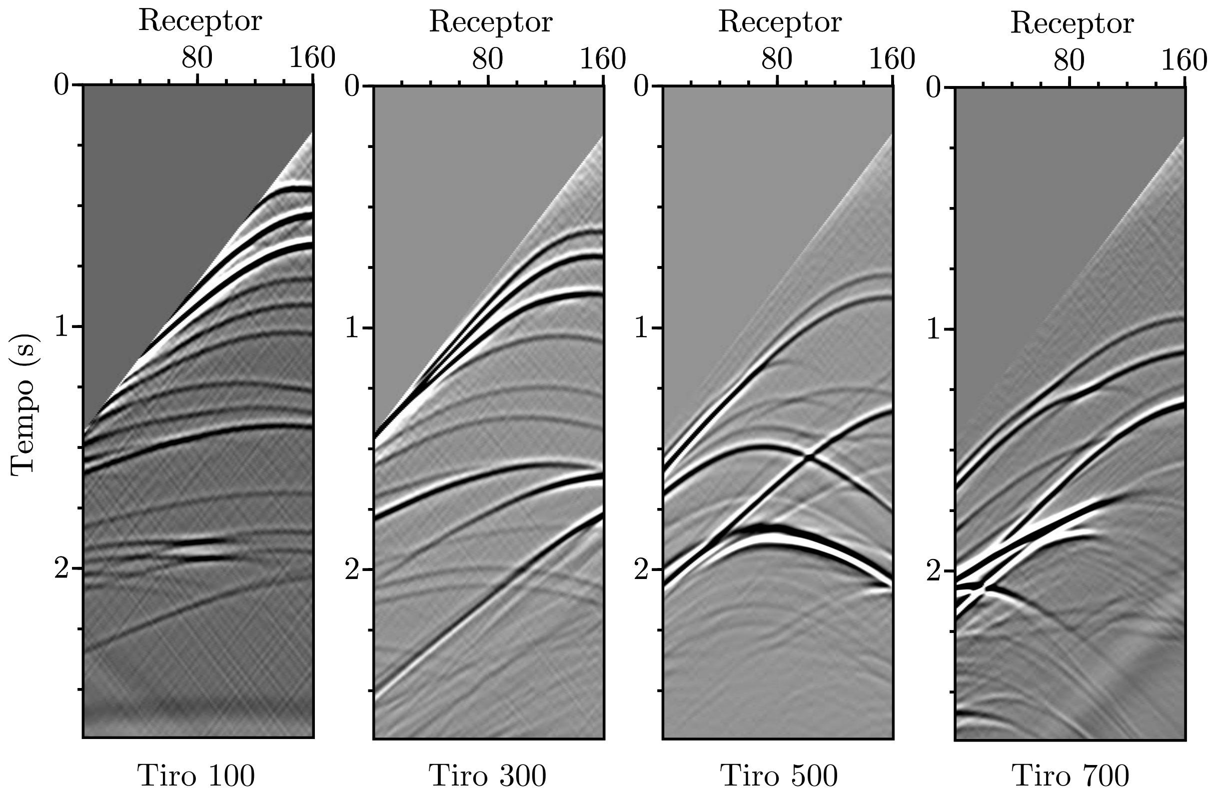


Figura 5.37: Tiros da Figura 5.36, após aplicação de silenciamento (*mute*).

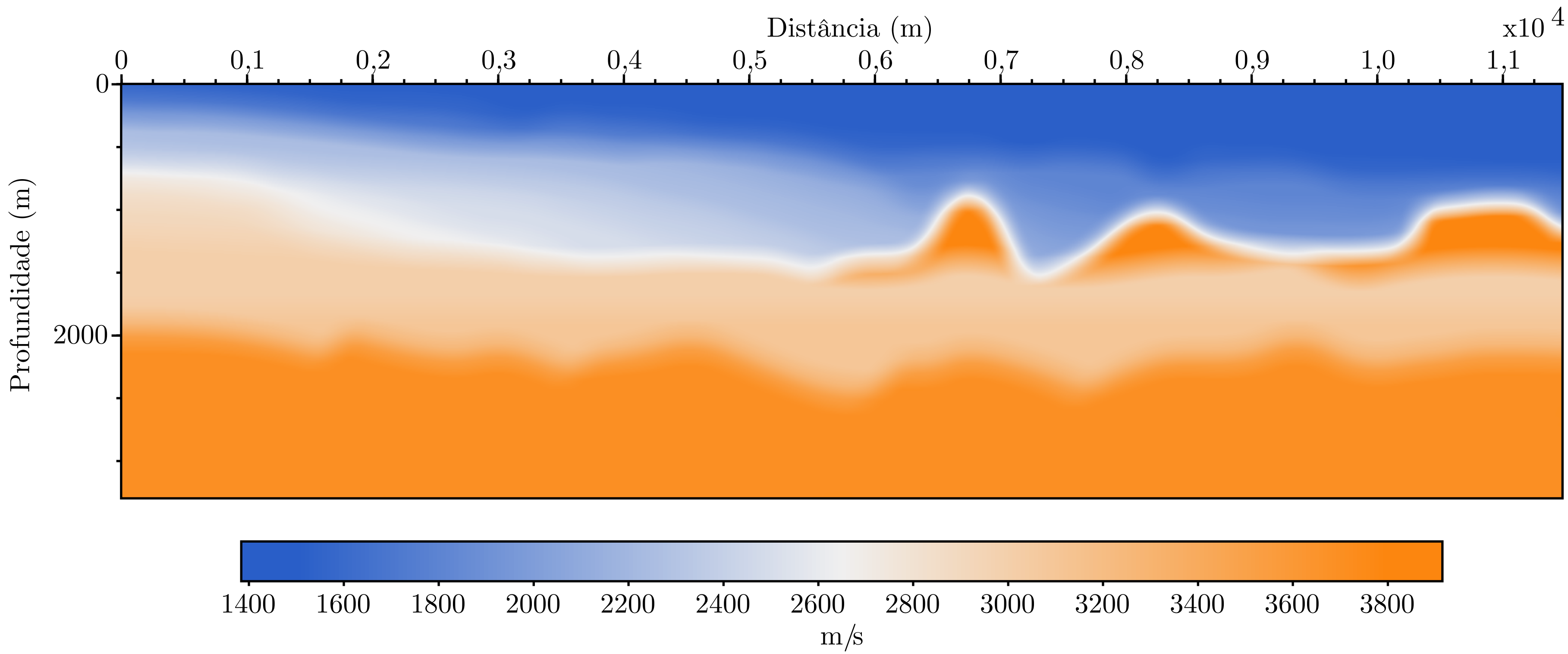


Figura 5.38: Campo de velocidades do Modelo 4, após aplicação de suavização com parâmetro $N = 20$.

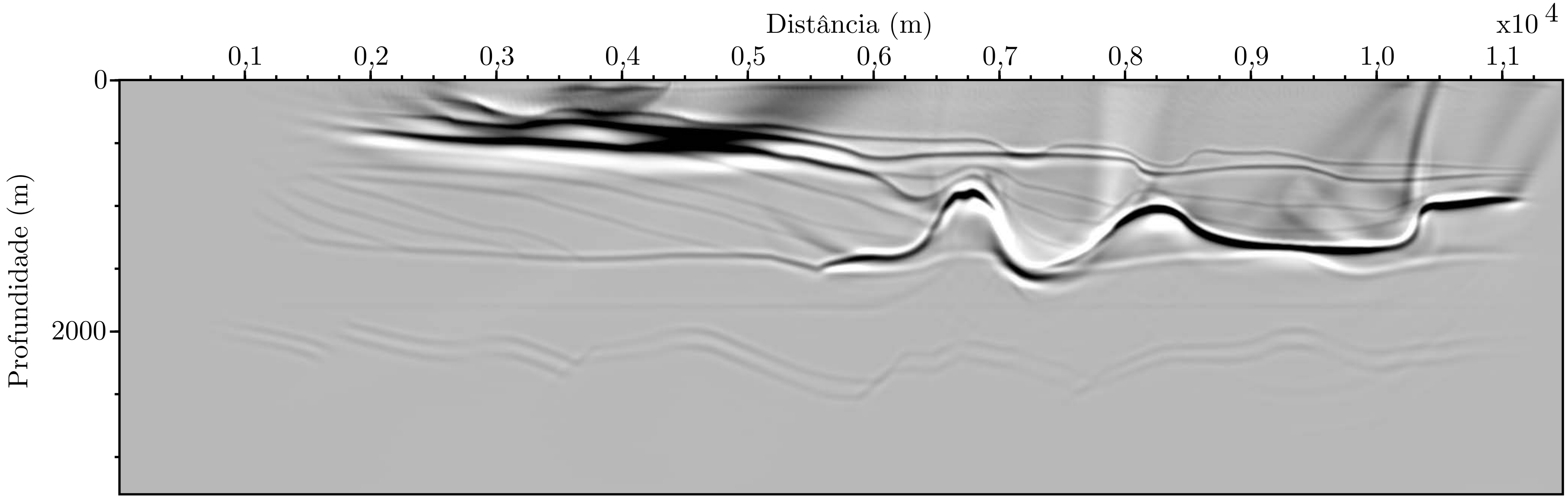


Figura 5.39: Seção obtida pela migração reversa no tempo das 792 famílias de tiro comum adquiridas sobre o Modelo 4.

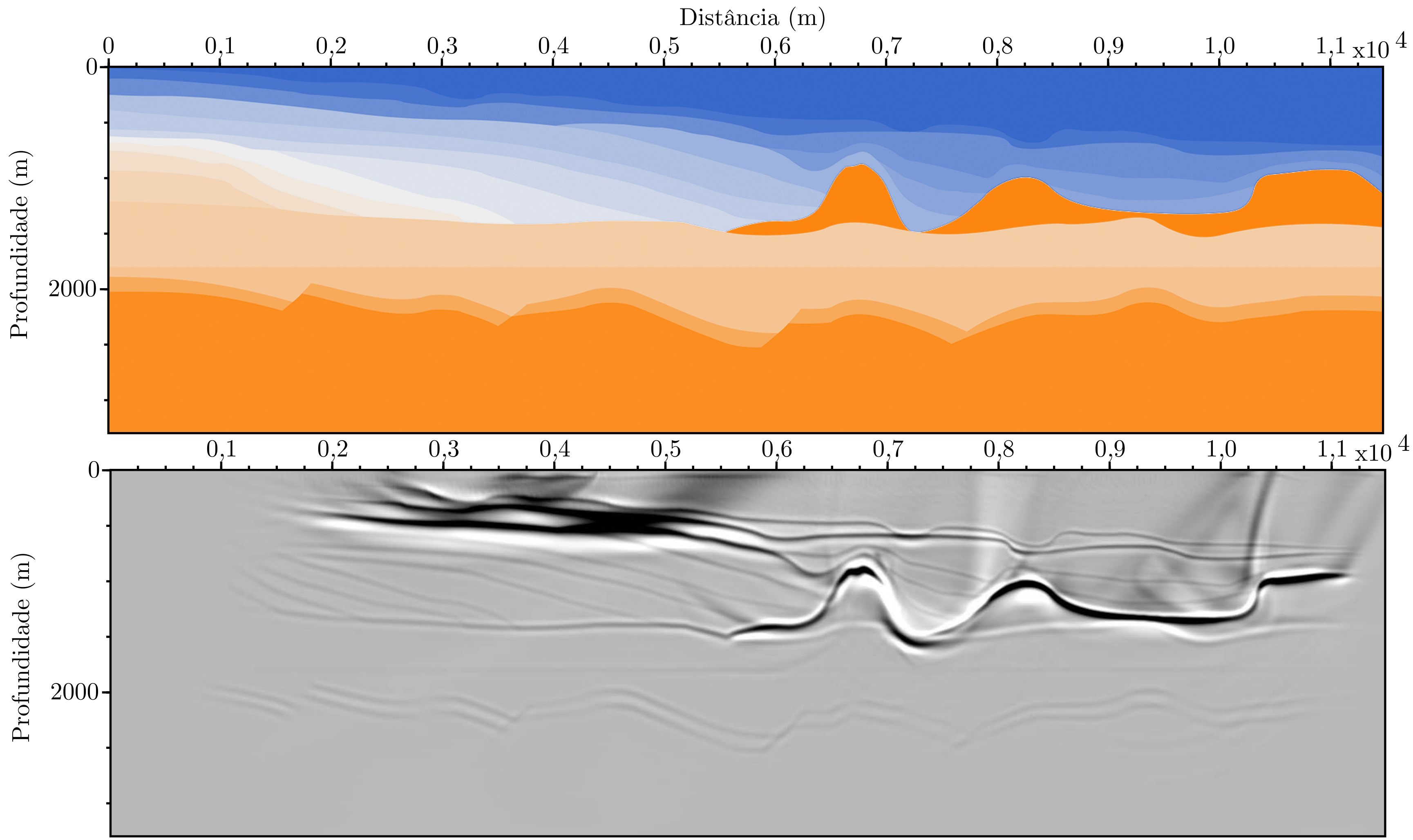


Figura 5.40: Comparação entre (a) o campo de velocidades do Modelo 4 e (b) a seção obtida por migração das 792 famílias de tiro comum.

CAPÍTULO 6

Conclusões

Neste trabalho, foram estudados dois métodos de migração RTM pré-empilhamento. O primeiro deles foi a migração convencional de famílias de tiro comum, que oferece resultados corretos mesmo em meios complexos, porém possui alto custo computacional. O segundo foi a migração RTM orientada ao alvo por síntese de frentes de onda no domínio do tempo, proposta por Boechat (2007), que seria uma alternativa para imagear camadas localizadas sob regiões geologicamente complexas com um custo computacional muito menor que o de migração convencional.

Comparando-se as seções migradas com os campos de velocidades originais, verificou-se que, nos quatro modelos geológicos propostos, que apresentavam condições geológicas distintas, a migração RTM pré-empilhamento convencional mostrou ser capaz de imagear satisfatoriamente os refletores, independentemente de suas inclinações e das variações laterais de velocidade, demonstrando a eficácia desse método.

A migração RTM orientada ao alvo, nos três modelos em que foi aplicada, forneceu um imageamento adequado das zonas de interesse a um custo computacional muito menor do que a migração RTM convencional. Para as regiões de interesse dos modelos estudados, com 26 migrações de famílias de múltiplos tiros foi possível obter resultados semelhantes àqueles obtidos com centenas de migrações de famílias de tiro comum.

Verificamos também que a qualidade dessa migração pode ser melhorada aumentando-se a quantidade de inclinações da frente de onda sintetizada em subsuperfície. Assim, o custo computacional do imageamento adequado é menor se as camadas de interesse possuírem pequenas inclinações.

Concluímos, então, que a migração RTM orientada ao alvo é uma ferramenta à disposição da indústria de exploração de hidrocarbonetos na necessidade de imagear certo alvo geológico profundo, abaixo de camadas extensas e complexas, nas quais a migração RTM é necessária, mas precisa-se obter os resultados mais rapidamente do que se cada família de tiro comum for migrada separadamente.

Os desdobramentos naturais deste trabalho devem focar em: (a) utilizar filtro inverso da função fonte para obter o operador de síntese, verificando se ocorre a melhora na resolução da seção migrada; (b) testar o algoritmo de migração RTM orientada ao alvo no domínio do tempo em dados reais; (c) verificar a influência dos ângulos de inclinação da frente de onda sintetizada em profundidade no resultado.

Agradecimentos

Muitas pessoas me ajudaram a vencer essa etapa e realmente uma página de agradecimentos não é suficiente para expressar o carinho que eu tenho por elas.

Agradeço primeiramente aos meus pais, Aloyzio e Ana, os principais responsáveis pela minha formação e por eu ter chegado até aqui.

A toda a minha família, principalmente à minha irmã, pelo amor e pelo carinho.

À minha namorada, Patrícia, pelo amor, pela cumplicidade e pela compreensão.

Ao professor Marco Botelho, meu estimado orientador, pela dedicação, confiança, paciência, incentivo, conselhos e lições.

Ao Dr. Djalma por aceitar participar da banca com a disposição de melhorar o trabalho através de suas sugestões.

À queridinha professora Jacira, também por aceitar participar da banca e principalmente por todo o carinho com a turma, e por estar sempre disposta a ajudar.

Aos professores do curso, por me darem, durante estes quatro anos, a formação acadêmica necessária para realizar este trabalho.

Aos demais funcionários do Instituto de Geociências, pelo ambiente de estudos.

Aos colegas de curso, pelo convívio e pelos bons momentos.

Em especial, aos colegas de turma, Deize, Gabriel, Luara, Lucas, Pedro, Ramon e Rodrigos. Sem eles, os maiores desafios do curso não "seriam" tão engraçados.

Novamente a Pedro, colega de iniciação científica, que me ajudou diretamente a produzir este trabalho.

À CNPq e à ANP, pelo apoio e incentivo dado através das bolsas de estudo.

Referências Bibliográficas

Baysal, E.; Kosloff, D. D. e Sherwood, J. W. C. (1983) Reverse time migration, Geophysics, **48**:1514–1524.

Baysal, E.; Kosloff, D. D. e Sherwood, J. W. C. (1984) A two-way nonreflecting wave equation, Geophysics, **49**:132–141.

Berkhout, A. J. (1992) Areal shot-record technology, Journal of Seismic Exploration, **3**:251–264.

Biondi, B. L. (2006) 3D Seismic Imaging, Investigations in Geophysics, Society of Exploration Geophysicists, Tulsa, U.S.A.

Boechat, J. B. T. (2007) Migração reversa no tempo 3-D orientada ao alvo por síntese de frentes de onda, Tese de Doutorado, Universidade Federal do Rio de Janeiro, Rio de Janeiro, Brasil.

Botelho, M. A. B. e Stoffa, P. L. (1988) Velocity analysis using reverse-time migration, EOS, **49**:1326.

Botelho, M. A. B. e Stoffa, P. L. (1989) Velocity analysis using iterative pre-stack reverse time migration, In: *Proceedings of European Association of Exploration Geophysicists*.

Botelho, M. A. B. e Stoffa, P. L. (1991) Finite-difference reverse time migration of multi-configuration marine seismic data, In: *Expanded Abstracts of 2nd International Congress of the SBGf*, vol. 11, pp. 953–959.

Bulcão, A. (2004) Modelagem e migração reversa no tempo empregando operadores elásticos e acústicos, Tese de Doutorado, Universidade Federal do Rio de Janeiro, Rio de Janeiro, Brasil.

Cerjan, C.; Kosloff, D.; Kosloff, R. e Reshef, M. (1985) A nonreflecting boundary condition for discrete acoustic and elastic wave equation, Geophysics, **50**:705–708.

Claerbout, J. F. (1971) Toward a unified theory of reflection mapping, Geophysics, **36**:469–481.

Cunha, P. E. M. (1997) Estratégias eficientes para migração reversa no tempo pré-empilhamento 3-D em profundidade pelo método das diferenças finitas, Dissert. de Mestrado, Universidade Federal da Bahia, Salvador, Brasil.

Duarte, O. O. (2003) Dicionário enciclopédico inglês-português de Geofísica e Geologia, Sociedade Brasileira de Geofísica, Rio de Janeiro.

Faria, E. L. (1986) Migração antes do empilhamento utilizando propagação reversa no tempo, Tese de Doutorado, Universidade Federal da Bahia, Salvador, Brasil.

Fichman, S. (2005) Modelagem sísmica em meios acústicos, elásticos e poroelásticos, Dissert. de Mestrado, Universidade Federal do Rio de Janeiro, Rio de Janeiro, Brasil.

French, W. S. (1975) Computer migration of oblique seismic reflection profiles, Geophysics, **40**:961–980.

Ji, J. (1995) Sequential Seismic Inversion Using Plane Wave Synthesis, Dissert. de Mestrado, Stanford University, Stanford, U.S.A.

Loewenthal, D. e Hu, L. (1991) Two methods for computing the imaging condition for common-shot prestack migration, Geophysics, **56**:378–381.

Loewenthal, D. e Mufti, J. R. (1983) Reversed time migration in spatial frequency domain, Geophysics, **48**:627–635.

Loewenthal, D.; Stoffa, P. L. e Faria, E. L. (1987) Suppressing the unwanted reflections of the full wave equation, Geophysics, **52**:1007–1012.

Mavko, G.; Mukerji, T. e Dvorkin, J. (2009) The Rock Physics Handbook, Cambridge University Press, New York.

McMechan, G. A. (1983) Migration by extrapolation of time dependent boundary values, Geophysics, **31**:413–420.

Milani, J. M. e Thomaz Filho, A. (2000) Sedimentary basins of South America, pp. 389–449, Rio de Janeiro.

Milson, J. (2003) Field Geophysics, The geological field guide series, John Wiley & Sons, Chichester, England.

Mohriak, W. U. (1995) Salt tectonics structural styles: contrasts and similarities between South Atlantic and the Gulf of Mexico, pp. 273–304, American Association of Petroleum Geologist Memoir.

Reynolds, A. (1978) Boundary conditions for the numerical solutions of wave propagation problems, Geophysics, **43**:1099–1110.

Rietveld, W.; Berkhout, A. J. e Wapenaar, P. (1992) Optimum seismic illumination of hydrocarbon reservoirs, Geophysics, **57**:1334–1345.

Rietveld, W. E. A. (1995) Controlled illumination of pre-stack seismic migration, Tese de Doutorado, Delft University of Technology, Delft, Países Baixos.

Rietveld, W. E. A. e Berkhout, A. J. (1994) Pre-stack depth migration by means of controlled illumination, Geophysics, **59**:801–809.

Schneider, W. A. (1978) Integral formulation for migration in two and three dimensions, Geophysics, **43**:49–76.

Sheriff, R. E. e Geldart, L. P. (1995) Exploration Seismology, Cambridge University Press, Cambridge, England.

Stolt, R. H. (1978) Migration by fourier transform, Geophysics, **43**:23–48.

Sun, R. e McMechan, G. A. (1986) Pre-stack reverse-time migration for elastic waves with application to synthetic offset vertical seismic profiles, In: *Proceedings of Institute of Electrical and Electronics Engineers*, vol. 74, pp. 457–465.

Telford, W. M.; Geldart, L. P. e Sheriff, R. E. (1990) Applied Geophysics, Cambridge University Press, Cambridge, England.

Yilmaz, O. (2001) Seismic Data Analysis, Society of Exploration Geophysicists, Tulsa, U.S.A.

Zoeppritz, K. (1919) Uber reflexion und durchgang seismischer wellen durch unstetigkerlsfläschen, Mathematish-physkalishe Klasse, **K1**:57–84.