

Möglichkeiten eines DMO-Prozesses in der CMP-Refraktionsseismik

Dissertation der Fakultät für Geowissenschaften
der Ludwig-Maximilians-Universität München

vorgelegt von
Peter Florian Gawlas
im Mai 2001

1. Gutachter: Prof. Dr. H. Gebrande

2. Gutachter: Prof. Dr. H. Igel

Tag der mündlichen Prüfung: 14.06.2002

Inhaltsverzeichnis

Symbole, fachliche Abkürzungen und spezielle Bezeichnungen	IV
1 Einleitung	1
2 Theorie der Refraktierten Welle	3
2.1 Ausbreitungsprinzipien seismischer Wellen	3
2.1.1 Das Prinzip von Huygens	3
2.1.2 Das Snellius'sche Brechungsgesetz	4
2.2 Ausbreitung der Refraktierten	5
2.2.1 Die Kopfwelle bei konstanten Schichtgeschwindigkeiten	5
2.2.2 Die Tauchwelle	7
2.2.3 Laufzeitkurven	8
2.3 Welleneigenschaften der Refraktierten	10
2.4 Zusammenfassung des Kapitels	14
3 Mehrfachüberdeckte Refraktionsprofile	15
3.1 Datenaquisition	15
3.1.1 Meßaufbau vielfachüberdeckter Profile	16
3.1.2 Diskrete Aufzeichnung der Daten	18
3.1.2.1 Abtastbedingungen in der Zeit	18
3.1.2.2 Räumliche Abtastbedingungen	18
3.2 Ein Auswerteverfahren für Refraktierte	20
3.2.1 Konzept der Refraktions-DMO	21
3.2.1.1 Die CMP-Reflexionsseismik ohne DMO-Korrektur	22
3.2.1.2 Die Reflexions-DMO	24
3.2.1.3 Die CMP-Refraktionsseismik ohne DMO-Korrektur	26
3.2.1.4 Die Refraktions-DMO	29
3.2.2 Prozesse der CMP-Refraktionsseismik	31
3.2.2.1 Statische Korrekturen	34
3.2.2.2 DMO-Korrektur	36

3.2.2.3	Geschwindigkeitsbestimmung mit der lokalen τ -p-Transformation	37
3.2.2.4	Tiefeninversion der Stapelgeschwindigkeiten	43
3.2.2.5	Stapelung mit der lokalen τ -p-Transformation	46
3.2.2.6	Lotzeittransformation	48
3.2.2.7	Migration	52
3.3	Zusammenfassung des Kapitels	53
4	Der DMO-Prozeß für die CMP-Refraktionsseismik	55
4.1	Herleitung der Refraktions-DMO	55
4.1.1	Die Grundgleichungen der Refraktions-DMO	56
4.1.2	Die DMO-Hyperbel	62
4.1.3	Bestimmung neigungsfreier Scheingeschwindigkeiten	66
4.1.4	Refraktions-DMO im n-Schichtenfall	70
4.2	Ein Algorithmus für die Refraktions-DMO	73
4.2.1	Konzepte einer DMO-Implementierung	73
4.2.1.1	Integral-DMO	73
4.2.1.2	Frequenz-Wellenzahl-DMO	75
4.2.2	Theorie der Refraktions-DMO für den Frequenz-Wellenzahl-Bereich	77
4.2.2.1	Theoretische Grundlagen	77
4.2.2.2	Der DMO-Operator im Frequenz-Wellenzahl-Bereich	82
4.3	Implementierung der Frequenz-Wellenzahl-DMO	86
4.3.1	Die Diskrete Fouriertransformation	86
4.3.2	DMO-Implementierung mit der Diskreten Fouriertransformation	87
4.3.2.1	Der wrap-around-Effekt	88
4.3.2.2	Prozeßinduzierte Störsignale (DMO-Smiles)	91
4.3.3	Vorschlag für eine Implementierung der f-k-DMO	96
4.4	Zusammenfassung des Kapitels	101
5	Erprobung der Refraktions-DMO	103
5.1	Der Datensatz	104
5.1.1	Generieren der synthetischen Daten	104
5.1.2	Erste Analyse des Datensatzes	106
5.2	Vorverarbeitendes Processing	110
5.3	Iterative Geschwindigkeitsanalyse mit DMO	110
5.4	Tiefeninversion der Scheingeschwindigkeiten	119
5.5	Erlangung eines Strukturabbildes	124
5.5.1	Stapelung	124
5.5.2	Lotzeit-Transformation	128
5.5.3	Zeitmigration und Tiefenkonversion	132
5.6	Zusammenfassung des Kapitels	136

INHALTSVERZEICHNIS

III

6	Ausblick	137
6.1	Anwendbarkeit der Refraktions-DMO	137
6.2	Methodische Verbesserungen	143
7	Zusammenfassung	145
8	Literaturverzeichnis	149
	Danksagung	153
	Lebenslauf	154

Symbole, fachliche Abkürzungen und spezielle Bezeichnungen

α_n	Schichtneigungswinkel der n-ten Schichtgrenze
CGP-Familie	Common-Geophone-Point-Familie: Gruppe von Seismogrammen mit gleichem Aufnehmer
CMP	Mittelpunkt zwischen Schuß- und Aufnehmer
CMP-Familie	Common-Mid-Point-Familie: Gruppe von Seismogrammen mit gleichen Mittelpunktswerten der Schuß-Aufnehmer-Paare
CMP-Scheingeschwindigkeit	Die Scheingeschwindigkeit der Laufzeitkurve in den CMP-Familien
COF-Familie	Common-Offset-Familie: Gruppe von Seismogrammen mit gleich großem Schuß-Aufnehmer-Abstand
CRP	Oberflächenpunkt des Lotstrahls des Reflexions- bzw. Refraktionspunkts
CRP-Familie	Common-Reflection-Point- oder auch Common-Refraction-Point-Familie: Gruppe von Seismogrammen mit gleichem Refraktions- bzw. Reflexionspunkt
CRP-Scheingeschwindigkeit	Die Scheingeschwindigkeit der Laufzeitkurve in den CRP-Familien
CSP-Familie	Common-Shot-Point-Familie: Gruppe von Seismogrammen mit gleicher seismischer Quelle
Δ	Abstand von seismischer Quelle und Aufnehmer (Offset)
\mathcal{D}_f	Diskretisierungsintervall der Frequenzkoordinate
\mathcal{D}_k	Diskretisierungsintervall der Wellenzahlkoordinate
\mathcal{D}_t	Diskretisierungsintervall der Zeitkoordinate
\mathcal{D}_x	Diskretisierungsintervall der Ortskoordinate
$\delta(x, t)$	Dirac-Deltafunktion hier in Abhängigkeit der Variablen x und t
δ -Funktion	Abkürzung für Dirac-Deltafunktion
DFT	Diskrete Fourier Transformation
δt_{dmo}	Zeitkorrektur durch die DMO
δt_{dmo}^{cmp}	Zeitanteil bei der vektoriellen Zerlegung der DMO-Korrektur in Abschn. 4.1.1
δx_{dmo}	Verschiebungsweite bei der DMO-Korrektur des Common-Mid-Point auf den Common-Refraction-Point

δx_{dmo}^{max}	Halbe Öffnungsweite der DMO-Hyperbel
DMO	Dip-Moveout-Korrektur in Reflexions- oder Refraktionsseismik
DMO-Ellipse	Mögliche Zielkoordinaten der Reflexions-DMO-Korrektur einer punktgroßen Teilmenge des Wellenfelds
DMO-Hyperbel	Mögliche Zielkoordinaten der Refraktions-DMO-Korrektur einer punktgroßen Teilmenge des Wellenfelds
f	Frequenz
FFT	Fast Fourier Transformation oder auch Schnelle Fourier Transformation
f-k-Bereich	Koordinatensystem der skalaren Größen f (Frequenz) und k (Wellenzahl)
f-k-DMO	DMO-Implementierung für das Spektrum der COF-Familien
$g(t, x)$	Kontinuierliche Funktion g der Variablen t und x
g_{ij}	Diskrete Funktion: Sie ergibt sich aus der kontinuierlichen Funktion $g(t, x)$ mit Hilfe der Diskretisierungsintervalle \mathcal{D}_t und \mathcal{D}_x durch $g_{ij} = g(i \cdot \mathcal{D}_t, j \cdot \mathcal{D}_x)$
$G(f, k)$	Kontinuierliches Spektrum der Funktion $g(t, x)$
G_{ij}	Diskretes Spektrum: Mit den Diskretisierungsintervallen \mathcal{D}_f und \mathcal{D}_k gilt $G_{ij} = G(i \cdot \mathcal{D}_f, j \cdot \mathcal{D}_k)$
i_c	Kritischer Winkel
\tilde{i}_c	Winkel, der aus den DMO-Korrekturparametern v_{han} und v_{ref} mit $\tilde{i}_c = \arcsin \frac{v_{han}}{v_{ref}}$ berechnet wird
k	Wellenzahl
LMO	Linear-Moveout-Korrektur
Lotstrahl	Ein in sich selbst reflektierter Strahl
Lotzeit	Laufzeit des Lotstrahls
NMO	Normal-Moveout-Korrektur
n-te Schichtgrenze	Oberkante der n-ten Schicht
Offset	Abstand zwischen seismischer Quelle und Aufnehmer
p_{cmp}	CMP-Strahlparameter = Ableitung der Laufzeitkurve in den CMP-Familien
Reflektor	Eine Schicht an der Energie reflektiert werden kann
Reflexions-DMO	Die DMO-Korrektur für die CMP-Reflexionsseismik
Refraktions-DMO	Die in dieser Arbeit entwickelte DMO-Korrektur für die CMP-Refraktionsseismik

Refraktor	Eine Schicht an der eine Kopfwelle geführt werden kann
Spur	wird synonym zu Seismogramm verwendet
t^{cmp}	Zeitkoordinate nach CMP-Sortierung ohne weitere Zeitkorrekturen
t^{crp}	Zeitkoordinate nach DMO-Korrektur
t^{lmo}	Zeitkoordinate nach LMO- aber ohne DMO-Korrektur
T	Die Periodendauer einer harmonischen Schwingung
τ_{cmp}	Interceptzeit der Laufzeitgeraden in den CMP-Familien, also vor der DMO-Korrektur ($\tau_{cmp} = t_0^{cmp} \cos(i_c)$)
τ_{crp}	Interceptzeit der Laufzeitgeraden in den CRP-Familien, also nach DMO-Korrektur ($\tau_{crp} = t_0^{crp} \cos(i_c)$)
t_0	Lotzeit
t_0^{cmp}	Laufzeit des im CMP auftauchenden Lotstrahls
t_0^{crp}	Laufzeit des im CRP auftauchenden Lotstrahls
t-x-Bereich	Koordinatensystem der skalaren Größen x (Ort) und t (Zeit)
v_i	Wellenausbreitungsgeschwindigkeit der i-ten Schicht
v_{han}	Korrekturparameter der DMO-Korrektur (ist korrekterweise die Geschwindigkeit des angrenzenden Hangenden)
v_{ref}	Korrekturparameter der DMO-Korrektur (ist korrekterweise die Geschwindigkeit des Refraktors)
V_n^{cmp}	Scheingeschwindigkeit der n-ten Schichtgrenze in den CMP-Familien
V_n^{crp}	Scheingeschwindigkeit der n-ten Schichtgrenze in den CRP-Familien, also nach DMO-Korrektur
\tilde{V}_n^{cmp}	Mittlerer Wert für die CMP-Scheingeschwindigkeiten des n-ten Refraktionshorizonts
\tilde{V}_n^{crp}	Mittlerer Wert für die CRP-Scheingeschwindigkeiten des n-ten Refraktionshorizonts
x_{cmp}	Ortskoordinate des CMP (= Profilkoordinate vor DMO)
x_{crp}	Ortskoordinate des CRP (= Profilkoordinate nach DMO)

Kapitel 1

Einleitung

Zur Erkundung des Aufbaus der Erde durchschallt man in einem seismischen Experiment den Untergrund mit seismischen Wellen, die man beispielsweise durch eine Sprengung anregt. Die seismischen Wellen werden an Inhomogenitäten im Untergrund gebrochen, reflektiert oder gestreut. Dadurch gelangt Energie aus dem Untergrund an die Erdoberfläche zurück. Die Kunst der Auswertung besteht in der Entwicklung und Anwendung geeigneter Interpretationsverfahren, die dem gemessenen Wellenfeld möglichst viele Informationen aus dem Erdinnern entlocken. Meist konzentriert man sich bei der Auswertung nur auf bestimmte Bereiche des Wellenfelds (z.B. refraktierte oder reflektierte p-Wellen).

Beispiele für Auswerteverfahren, die sich besonders aufgrund der vielen interaktiven Kontrollmöglichkeiten bewährt haben, sind die CMP-Reflexionsseismik (zur Auswertung der reflektierten p- und s-Wellen) und die CMP-Refraktionsseismik (zur Auswertung der refraktierten p- und s-Wellen). Das Kürzel CMP steht für Common Midpoint und kennzeichnet das Konzept der Sortierung der Seismogramme nach gemeinsamen Mittelpunkten zwischen seismischer Quelle und Aufnehmer. Der Sortierung nach CMPs entspricht eine Fokussierung auf Untergrundbereiche. Die Auswertung der Signale in solchen CMP-Familien erlaubt näherungsweise die Vernachlässigung von Schichtneigungen und reduziert das eigentlich 2-dimensionale Problem auf ein quasi-1-dimensionales Problem. Die Vernachlässigung der Schichtneigung ist allerdings nur bis zu einem Winkel von 10^0 erlaubt. Mit zunehmend größeren Winkeln werden zunehmend falsche Geschwindigkeiten bestimmt. Die Größenordnung der Verfälschungen in der CMP-Refraktionsseismik ist ähnlich groß, wie die in der CMP-Reflexionsseismik. Beispielsweise berechnet man im Fall zweier Schichten mit konstanter Schichtgeschwindigkeit und einer um α geneigten planaren Schichtgrenze, sowohl in der CMP-Reflexionsseismik als auch in der CMP-Refraktionsseismik, Schichtgeschwindigkeiten, die um den Faktor $\frac{1}{\cos(\alpha)}$ zu groß sind.

Die CMP-Technik für reflektierte Signale ist wesentlich älter und in der praktischen Anwendung weiter verbreitet als die für refraktierte Signale. Die Verfahren der CMP-Reflexionsseismik sind entsprechend weiter entwickelt als die der CMP-Refraktionsseismik. Die CMP-Reflexionsseismik geht im Wesentlichen auf die Veröffentlichungen von Mayne

(1962, 1967) zurück. Eine wesentliche Erweiterung des Verfahrens gelang Judson, Schultz und Sherwood (1978) durch einen zusätzlichen Korrekturschritt, welcher eine korrekte Bearbeitung geneigter Schichtgrenzen durch die CMP-Reflexionsseismik erlaubt. Dieser Korrekturschritt ist seit Hale (1984) weitläufig unter der Bezeichnung Dip-Moveout-Korrektur oder DMO-Korrektur (meist auch nur DMO) bekannt. Die DMO hat sich mittlerweile zu einem standardmäßig angewandten Schritt in der CMP-Reflexionsseismik etabliert. Das wissenschaftliche Interesse an der DMO in den letzten 20 Jahren war sehr groß, wie man beispielsweise an der Anzahl von mindestens 233 zu diesem Thema publizierten Artikeln in geophysikalischen Fachzeitschriften erkennen kann.

Die noch jüngere CMP-Refraktionsseismik von Gebrande und Miller (1985) und Gebrande (1986) beruht auf der Näherungslösung für kleine Schichtneigungen. Einen der DMO in der CMP-Reflexionsseismik entsprechenden Schritt gibt es in der CMP-Refraktionsseismik noch nicht. Die große Ähnlichkeit der sonstigen Processingschritte und der Probleme bei geneigten Schichtgrenzen motiviert zur Entwicklung einer solchen Methode, der die CMP-Refraktionsseismik zu einem exakten, rechnergestützten Verfahren für beliebig geneigte ebene Schichtgrenzen werden läßt. Diese Arbeit widmet sich der Entwicklung, der Implementierung und der Erprobung einer DMO-Korrektur für die CMP-Refraktionsseismik.

Die DMO-Korrektur für die CMP-Refraktionsseismik wird wie folgt in den Kapiteln dieser Arbeit behandelt:

- Kapitel 2 Überblick über die Natur der refraktierten Wellen, deren Laufzeiten und Wellenform.
- Kapitel 3 Beschreibung der CMP-Technik und Herleitung des Konzepts einer Refraktions-DMO bzw. deren Platz und Verwendung im CMP-Processing.
- Kapitel 4 Formelmäßige und numerische Umsetzung des Konzepts aus Kapitel 3.
- Kapitel 5 Erprobung des DMO-Algorithmus an einem synthetischen Datensatz.
- Kapitel 6 Ausblick auf weitere Entwicklungsmöglichkeiten der Refraktions-DMO.

Die Gleichungen der DMO-Verfahren in Reflexions- und Refraktionsseismik basieren auf einem sehr simplen Erdmodell mit konstanten Geschwindigkeiten im Hangenden einer geneigten planaren Schichtgrenze. Trotz des simplen Ausgangsmodells konnte die Reflexions-DMO einen breiten Anwendungsbereich erschließen. Gleiches ist auch für die CMP-Refraktionsseismik zu hoffen. Hoffentlich lassen sich möglichst viele Leser durch die Arbeit motivieren, die DMO in der CMP-Refraktionsseismik anzuwenden und weiterzuentwickeln. Dieser Forschungsbereich verspricht noch viele neue und spannende Erkenntnisse.

Kapitel 2

Theorie der Refraktierten Welle

2.1 Ausbreitungsprinzipien seismischer Wellen

Unter einer seismischen Welle versteht man elastische, zeitabhängige Verschiebungen, die sich von einer natürlichen oder künstlichen Quelle (z.B. Erdbeben oder Sprengung) im Erdkörper ausbreiten. Im homogenen, isotropen Medium beschreibt die Wellenfront eine Kugel. Änderungen der Homogenität führen zu einer Abweichung der Kugelsymmetrie. Es kommt zu den Phänomenen der:

- Brechung,
- Reflexion,
- Beugung.

In der Seismik registriert man die seismische Welle einer künstlichen Quelle mit seismischen Aufnehmern an der Erdoberfläche oder im Bohrloch und versucht dann, aus den Registrierungen Informationen über den Erdaufbau zu entschlüsseln. Die Aufzeichnung der Bodenbewegung bezeichnet man als Seismogramm oder auch als seismische Spur, bzw. kurz nur als Spur. Unter einer *refraktierten Welle* oder auch *Refraktierten* versteht man Wellen, die sich ausschließlich durch Brechung von der Quelle zu den Aufnehmern ausgebreitet haben. Die entscheidende Richtungsänderung einer *reflektierten Welle* oder auch *Reflektierten* beruht dagegen auf dem Phänomen der Reflexion. Das Prinzip von Huygens und das Snellius'sche Brechungsgesetz sind hilfreiche Konzepte beim Verständnis der Ausbreitungswege seismischer Wellen.

2.1.1 Das Prinzip von Huygens

Das Prinzip von Huygens erlaubt eine sukzessive Konstruktion der Wellenfront zu späteren Zeiten. Nach Huygens kann man sich die Ausbreitung der Wellenfront zur Zeit t zu

einer späteren Zeit $t + \delta t$ als phasengerechte Superposition sogenannter Elementarwellen vorstellen. Jeder Punkt der Wellenfront zur Zeit t ist Punktquelle einer Elementarwelle, die sich in einer lokalen, homogenen und isotropen Umgebung des Punktes kugelsymmetrisch ausbreitet. Eine Anwendung dieses Konstruktions-Konzepts erlaubt die Herleitung der Reflexions- und Brechungs-Gesetze und erklärt auch das Phänomen der Beugung, wobei die Ausbreitung der Welle auf die Phänomene der Streuung und Interferenz zurückgeführt werden. Die Berücksichtigung der Phasenverhältnisse der Elementarwellen geht auf Fresnel (1788-1827) zurück.

2.1.2 Das Snellius'sche Brechungsgesetz

Ein hilfreiches Konzept zur Darstellung seismischer Wellen ist der seismische Strahl. Der *seismische Strahl* verläuft tangential zur Wellenfrontnormalen und kann als der Weg aufgefasst werden, entlang dessen sich die Energie im Untergrund ausbreitet. Beispielsweise verlaufen die seismischen Strahlen einer Kugelwelle radial vom Quellpunkt zur Kugeloberfläche. Eine lokale Änderung der Kugelform bedeutet eine Ablenkung des seismischen Strahls in diesem Bereich. Das Konzept des seismischen Strahls eignet sich zur Beschreibung von Brechung und Reflexion, aber nicht zum Phänomen der Beugung. Das *Snellius'sche Brechungsgesetz*

$$\frac{\sin i_1}{v_1} = \frac{\sin i_2}{v_2} \quad (2.1)$$

beschreibt die Ablenkung des seismischen Strahls (Einfallswinkel i_1 , Ausfallswinkel i_2) durch Brechung an einer Grenze zweier Medien mit unterschiedlichen Ausbreitungsgeschwindigkeiten der seismischen Wellen (v_1, v_2). Durch eine Konstruktion von Elementarwellen läßt sich das Snellius'sche Brechungsgesetz auch aus dem Prinzip von Huygens ableiten. Die Ein- und Ausfallswinkel werden zwischen dem Strahl und dem Lot auf die Schichtgrenze gemessen.

Ein wichtiger Begriff der Reflexions- und Refraktionsseismik, der sich aus Gl. 2.1 ergibt, ist der kritische Winkel. Ein Strahl, der auf eine Schichtgrenze trifft, führt zu einem an der Schichtgrenze reflektierten und einem in die angrenzende Schicht gebrochenen Strahl. Der gebrochene Strahl, der von einem langsameren Medium v_1 in ein schnelleres v_2 übertritt, wird vom Lot weg gebrochen und zwar immer stärker, je größer der Einfallswinkel i_1 ist. Bricht sich der Strahl parallel zur Schichtgrenze (Ausfallswinkel $i_2 = 90^\circ$), spricht man im Fall des reflektierten Strahls vom *kritisch reflektierten* Strahl und bezeichnet den zugehörigen Einfallswinkel i_1 als *kritischen Winkel*

$$i_c = \arcsin \left(\frac{v_1}{v_2} \right). \quad (2.2)$$

Bei Einfallswinkeln, die kleiner sind als i_c , wird die einfallende Energie teilweise gebrochen und teilweise reflektiert. Bei Einfallswinkeln, die größer sind als i_c , ist Brechung in der Strahlenseismik nach Gl. 2.1 nicht mehr möglich. Bei Reflexionswinkeln $> i_c$ spricht

man von überkritischer Reflexion. Das Konzept der seismischen Strahlen hat sich zur Berechnung der Laufzeit refraktierter und reflektierter Wellen bewährt.

2.2 Ausbreitung der Refraktierten

Man unterscheidet seismische Wellen nach Ausbreitungsart und nach Laufweg von der seismischen Quelle zu den Aufnehmern. Schwingen die mikroskopischen Teilchen des Ausbreitungsmediums parallel zur Ausbreitungsrichtung der Welle, spricht man von *Longitudinalwellen*. Stehen Schwingrichtung und Ausbreitungsrichtung senkrecht zueinander, heißen die Wellen *Transversalwellen*. Transversalwellen breiten sich im selben Medium langsamer aus als Longitudinalwellen. Wellen, die entlang der Erdoberfläche laufen (Oberflächenwellen) unterscheidet man von Wellen, die sich durch den Erdkörper (Raumwellen) ausbreiten. Raumwellen haben eine größere Eindringtiefe und eignen sich zu Untersuchungen tieferer Erdschichten.

Auf ihrem Weg durch das Erdinnere ändern Raumwellen ihre Ausbreitungsrichtung durch Brechung, Reflexion oder Beugung. Wellen, die ausschließlich durch Brechung von der Quelle zu den Aufnehmern gelangt sind, heißen refraktierte Wellen oder Refraktierte.

Die verschiedenen Wellentypen mit unterschiedlichen Laufwegen erzeugen erhöhte Amplituden im Seismogramm zu unterschiedlichen Zeiten. Refraktierte Longitudinalwellen lassen sich trotz ihrer relativ kleinen Amplituden zur Auswertung verwenden, weil sie meist schneller sind als andere Wellentypen. Deshalb sind sie im Seismogramm, ungestört durch Interferenzen mit anderen Wellentypen, gut zu beobachten. Die langsameren refraktierten Transversalwellen interferieren häufig mit amplitudenstarken Wellentypen und sind bei der Auswertung nicht von gleicher Bedeutung.

2.2.1 Die Kopfwelle bei konstanten Schichtgeschwindigkeiten

Ein Strahl, der aus einem Medium mit kleineren Geschwindigkeiten unter dem kritischen Winkel auf eine Schicht mit größeren Geschwindigkeiten fällt, erzeugt einen parallel zur Schichtgrenze gebrochenen Strahl (s. Abb. 2.1). Die Wellenbewegung an der Schichtgrenze, die durch den parallel zur Schichtgrenze verlaufenden Strahl erzeugt wird, erregt auch eine Welle im langsameren Medium (in Abb. 2.1 Medium 1 genannt). Diese Welle bezeichnet man als Kopfwelle. Sie läßt sich nach dem Huygens-Prinzip durch Interferenz der an der Schichtgrenze erzeugten Elementarwellen im oberen Medium verstehen. Im Falle konstanter Geschwindigkeiten in beiden Medien hat die Kopfwelle ebene Wellenfronten, die im Winkel i_c auf die Schichtgrenze stehen. Die Energie im oberen Medium läßt sich auch mit dem Konzept des seismischen Strahls verstehen. Der entlang der Schichtgrenze laufende seismische Strahl wird ständig unter dem Winkel i_c ins obere Medium zurückgebogen. Die Beobachtung an der Erdoberfläche einer schräg unter dem Winkel i_1 mit der Ausbreitungsgeschwindigkeit v_1 einfallenden Welle könnte auch als eine sich scheinbar

Konstruktion der Kopfwelle

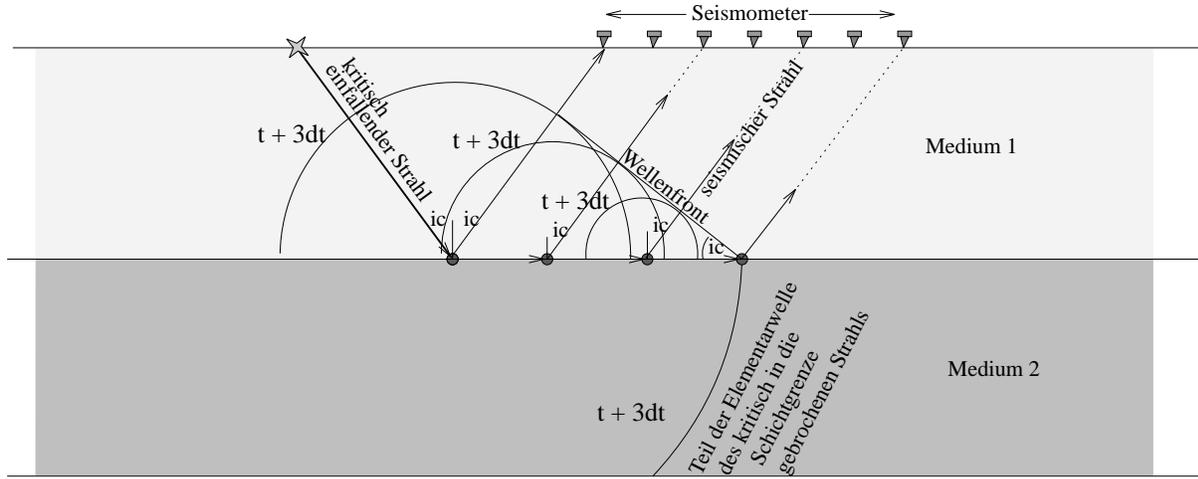


Abbildung 2.1: Entstehung der Kopfwelle. Ein kritisch einfallender Strahl bricht sich zur Zeit t in die Schichtgrenze und breitet sich mit der Geschwindigkeit v_2 entlang der Schichtgrenze im unteren Medium aus. Die Wellenbewegungen an der Schichtgrenze sind Quellen Huygens'scher Elementarwellen im oberen Medium. Dargestellt sind die Elementarwellen zur Zeit $t+3dt$, die zur Zeit $t+n*dt$, $n = 0, 1, 2, 3$ angeregt wurden. Eine phasengerechte Superposition aller angeregten Elementarwellen ergibt die eingezeichnete ebene Wellenfront im oberen Medium, die im Winkel i_c auf die Schichtgrenze steht.

an der Oberfläche mit der Geschwindigkeit:

$$V = \frac{v_1}{\sin i_1} \quad (2.3)$$

ausbreitenden Welle gedeutet werden. Die Geschwindigkeit V wird daher als *Scheingeschwindigkeit* bezeichnet. Sie ergibt sich aus der Laufzeitkurve $t(\Delta)$ durch Ableitung der Laufzeit nach dem Quelle-Aufnehmer-Abstand Δ :

$$\frac{dt}{d\Delta} = \frac{1}{V} = p \quad (2.4)$$

Der Quelle-Aufnehmer-Abstand wird im weiteren Verlauf der Arbeit mit dem in der Literatur verbreiteten Begriffs des „Offsets“ oder mit dem Symbol Δ bezeichnet. Häufig wird statt der Scheingeschwindigkeit auch ihr Kehrwert (Strahlparameter) verwendet. Im Falle der Kopfwelle gewinnt die Scheingeschwindigkeit eine besondere Bedeutung. Die an der Oberfläche gemessene Scheingeschwindigkeit der auftauchenden Kopfwelle ist bei horizontal homogenem aber möglicherweise vertikal variierenden Bedingungen im Untergrund gleich der Ausbreitungsgeschwindigkeit im schnelleren Medium. Aus Gl. 2.3 erhält man mit $i_1 = i_c$ und mit Hilfe der Gl. 2.2:

$$V = v_2. \quad (2.5)$$

Die Refraktionsseismik eignet sich also in besonderem Maße zur Bestimmung von physikalischen Ausbreitungsgeschwindigkeiten der Wellen aus tieferen Erdschichten.

2.2.2 Die Tauchwelle

Ändern sich die Geschwindigkeiten in einem Medium stetig, breiten sich die Strahlen nicht mehr geradlinig, sondern entlang von gekrümmten Wegen aus. Erreicht ein gekrümmter Strahl in einer Schicht wieder die Schichtgrenze, spricht man von einem Tauchstrahl. Angenommen, die Geschwindigkeit des Mediums 2 in Abb. 2.1 wäre nicht konstant, sondern würde mit der Tiefe zunehmen, dann wäre ein geradliniger Strahlenverlauf entlang der Schichtgrenze nicht möglich. In einem solchen Fall könnte allerdings ein Strahl mit einem Einfallswinkel $i < i_c$ auf einem gekrümmten Weg durch das Medium 2 wieder zur Schichtgrenze und letztendlich zur Erdoberfläche zurückkehren. Die in dieser Weise von der Gradientenschicht geführte Kopfwellen im Medium 1 hat keine ebenen Wellenfronten mehr. Die an der Oberfläche gemessene Scheingeschwindigkeit der Kopfwellen ist aber bei horizontal homogenen Bedingungen und nur vertikalen Änderungen der Geschwindigkeiten in der Gradientenschicht gleich der physikalischen Ausbreitungsgeschwindigkeit am Umkehrpunkt der Tauchwelle.

Der Ausbreitungsweg der Tauchstrahlen läßt sich durch die infinitesimale Beschreibung des Brechungsgesetzes herleiten. In einem Paket söhligler Schichten konstanter Geschwindigkeit wird ein Strahl mehrfach gebrochen, bis er möglicherweise unter dem kritischen Winkel i_c auf eine Schichtgrenze n fällt und kritisch entlang der Schichtgrenze gebrochen wird, s. Abb. 2.2-(a).

Die Brechungswinkel i_1 bis $i_n = i_c$ des durch das Schichtpaket laufenden Strahls sind durch das Brechungsgesetz der Gl.2.1 miteinander wie folgt verknüpft:

$$\frac{\sin i_1}{v_1} = \frac{\sin i_2}{v_2} = \dots = \frac{\sin i_c}{v_n} = \frac{1}{v_{n+1}} = p. \quad (2.6)$$

Die Scheingeschwindigkeit V ist gleich der Ausbreitungsgeschwindigkeit der Wellen in der $n + 1$ -ten Schicht:

$$V = \frac{v_1}{\sin i_1} = v_{n+1}. \quad (2.7)$$

Zum Ausbreitungsweg der Tauchwelle gelangt man durch Übergang vom n -Schichtenmodell zu einer Schicht mit stetigem, vertikalem Geschwindigkeitsverlauf (s. z.B. Gebrande und Miller, 1985, S. 250 ff.)

$$v(z) = v_0 + a(z) \cdot z. \quad (2.8)$$

Bei einer Zunahme der Geschwindigkeiten kann der Tauchstrahl wieder zur Schichtgrenze zurück kehren. Die gemessenen Scheingeschwindigkeiten der Tauchstrahlen sind bei horizontal konstanter Geschwindigkeitsverteilung gleich den Wellenausbreitungsgeschwindigkeiten in den Umkehrpunkten. In Abb. 2.2-(b) war der Geschwindigkeitsgradient a

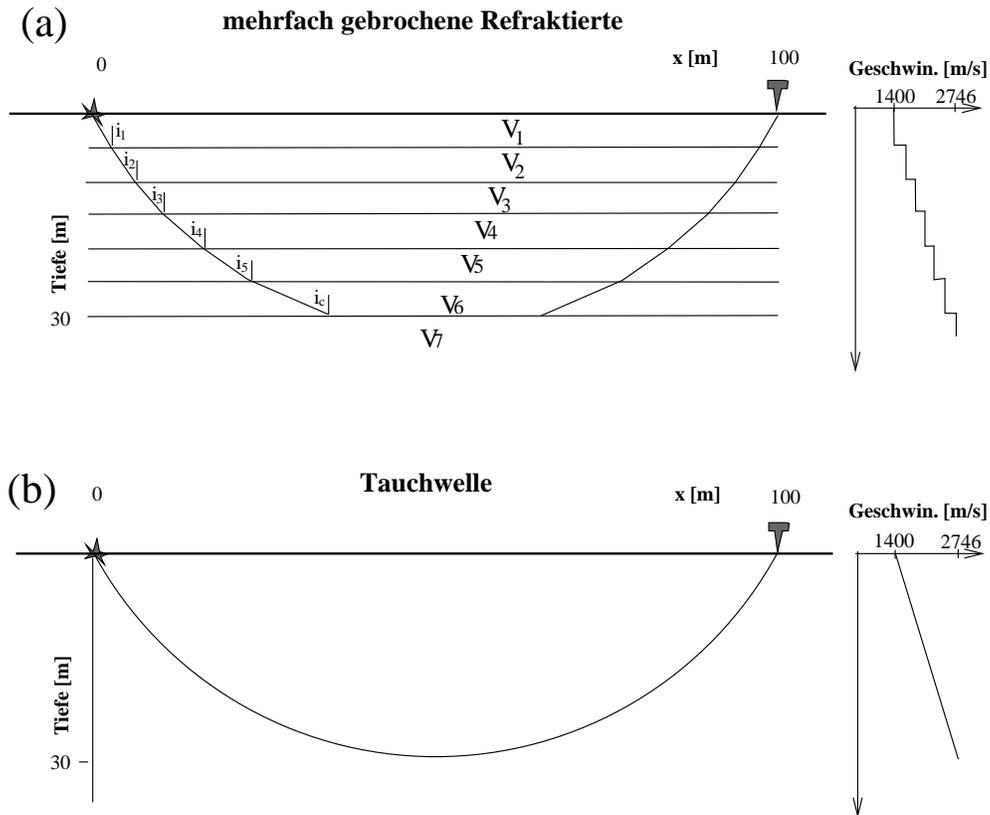


Abbildung 2.2: Die Tauchwelle ergibt sich aus der mehrfach gebrochenen Refraktierten beim Übergang vom N-Schichtenmodell mit konstanten Schichtgeschwindigkeiten (a) zum Modell einer Schicht mit Geschwindigkeitsgradient (b). Bei einem konstanten Gradienten beschreibt der seismische Strahl ein Kreissegment. Der Gradient in (b) beträgt $a = 44.85 \frac{1}{s}$.

konstant ($a = 44.85 \frac{1}{s}$). Der Tauchstrahl hat bei konstantem a die Form eines Kreissegments.

Auch bei mehreren der Gradientenschicht überlagerten Schichten gilt, solange die Bedingungen im Hangenden horizontal homogen sind, daß die Scheingeschwindigkeit gleich der Ausbreitungsgeschwindigkeit im Umkehrpunkt der Tauchwelle ist. Die Refraktionsseismik eignet sich somit auch bei Gradientenschichten zur Bestimmung der physikalischen Ausbreitungsgeschwindigkeiten.

2.2.3 Laufzeitkurven

Die Funktion der Laufzeit der seismischen Wellenfront vom Quellpunkt zu den Aufnehmern bezeichnet man als Common-Shot-Point-Laufzeitkurve oder *CSP-Laufzeitkurve*. Nur in einfachen Fällen kann man die CSP-Laufzeitkurven analytisch angeben. In komplizierte-

ren Fällen müssen Laufzeiten mit Computerprogrammen (Finite-Differenzen-Programme; Raytracing) berechnet werden. Für den 2-Schichtenfall mit konstanten Geschwindigkeiten und planarer, um den Winkel α geneigter Schichtgrenze, ergeben sich übersichtliche Gleichungen für die CSP-Laufzeitkurve.

Die CSP-Laufzeitkurve der refraktierten Welle $t(\Delta)$ in Abhängigkeit vom Offset Δ ,

$$\begin{aligned} t(\Delta) &= \tau + p\Delta & (2.9) \\ \text{mit } \tau &= t_0^{csp} \cos(i_c) \\ \text{und } p &= \frac{\sin(i_c - \alpha)}{v_1} \end{aligned}$$

ist eine Gerade mit den Parametern τ (*Interceptzeit*) und dem Strahlparameter p . Die Lotzeit im Schußpunkt ist t_0^{csp} . Unter der *Lotzeit* versteht man die Laufzeit des in sich selbst reflektierten Strahls (Lotstrahls). Die CSP-Laufzeitkurve der Gl. 2.9 beginnt mit dem Auftauchen der ersten Refraktion in der *kritischen Entfernung*, das ist der Offset des kritisch reflektierten Strahls. Die CSP-Laufzeitkurve der Reflexionsseismik

$$t(\Delta) = \sqrt{(t_0^{csp})^2 + \left(\frac{\Delta}{v_1}\right)^2} + 2t_0^{csp} \Delta \frac{\sin(\alpha)}{v_1} \quad (2.10)$$

ist eine Hyperbel. Die Abb. 2.3 zeigt die CSP-Laufzeitkurven der Kopfwellen, der Reflexionen sowie der direkt von der Quelle zu den Aufnehmern gelaufenen Welle (Direkte Welle) für den 3-Schichtenfall. In der verwendeten Nomenklatur ist die Erdoberfläche die 1-te Schichtgrenze.

Die CSP-Laufzeitkurven der Refraktions- und der Reflexionsseismik haben einige charakteristische Merkmale, die für eine Auswertung der Seismogramme von Bedeutung sind:

- Die Laufzeitkurve der Reflektierten der (n+1)-ten Schichtgrenze nähert sich asymptotisch der Laufzeitkurve der Kopfwelle der n-ten Schicht.
- Die CSP-Laufzeitkurven der Reflexionsseismik und der Refraktionsseismik derselben Schichtgrenze tangieren einander in der kritischen Entfernung.
- Ab einem bestimmten Offset sind die Laufzeiten der Kopfwelle in der Regel kürzer als die aller anderen Wellentypen und bilden die Ersteinsätze im Seismogramm.

Die Laufzeit eines Tauchstrahls einer Schicht mit $v = v_0 + a \cdot z$ ist meist nur wenig geringer als die Laufzeit eines sich mit v_0 entlang der Schichtgrenze ausbreitenden Strahls (s. Abb. 2.4). Die Gleichung für die Laufzeit des Tauchstrahls ist aber bedeutend komplizierter als im Fall konstanter Schichtgeschwindigkeiten. Es ist daher bei der Entwicklung von Verfahren für die Refraktionsseismik üblich von den Gleichungen für konstante Schichtgeschwindigkeiten auszugehen und sie näherungsweise auch für Tauchwellen anzuwenden.

Die Amplituden der Tauchwellen sind meist wesentlich größer als die bei konstanten Schichtgeschwindigkeiten. Man muß daher annehmen, daß man in realen Messungen häufig Kopfwellen von Gradientenschichten beobachtet.

Strahlenverlauf und Laufzeitkurven bei söhlig geschichtetem Untergrund

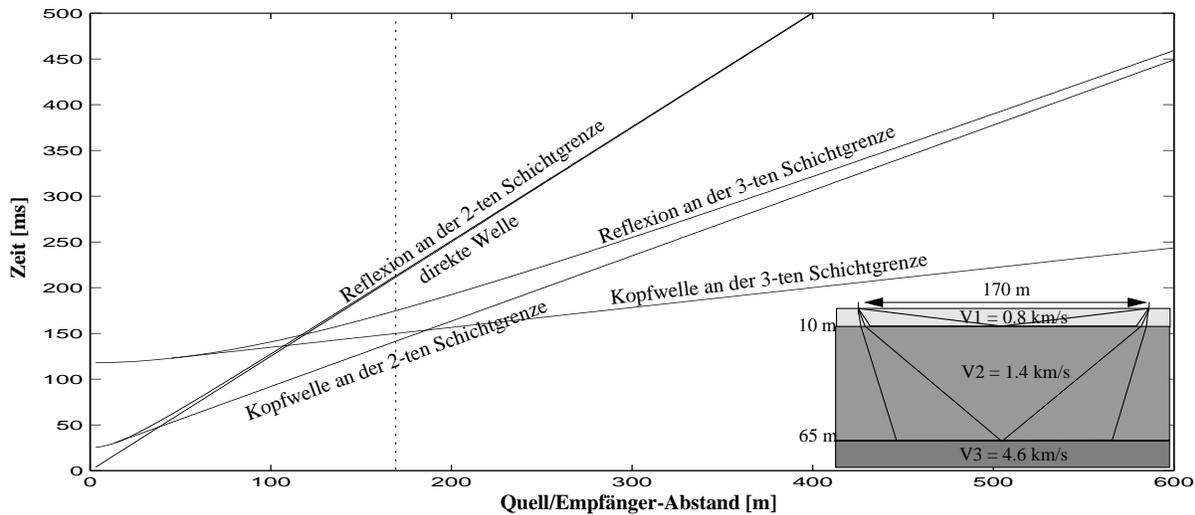


Abbildung 2.3: CSP-Laufzeitkurven der Reflektierten und der Kopfwellen für den 3-Schichtenfall. Die Reflektierte der 3-ten Schichtgrenze läuft mit wachsendem Offset asymptotisch gegen die Kopfwellen der 2-ten Schichtgrenze. In gleicher Weise nähert sich die Reflexion an der 1-ten Schichtgrenze der direkt gelaufenen Welle an. Das Modell zeigt exemplarisch die Strahlenverläufe für den Offset = 170 m.

2.3 Welleneigenschaften der Refraktierten

Refraktierte Wellen kommen im Seismogramm früher und werden deshalb im Vergleich zu reflektierten Wellen wenig von Störwellen überlagert. Neben der Bestimmung der physikalischen Ausbreitungsgeschwindigkeiten eignen sich Refraktierte also auch zur Auswertung der Wellenform, wie zahlreiche Arbeiten (z.B. O'Brien, 1960; Levin & Ingram, 1962; Hatherly, 1986) zeigen. Eine genauere Kenntnis der Eigenschaften refraktierter Wellen ist nebenbei zur Unterscheidung anderer Wellentypen im Seismogramm hilfreich.

Eine strenge Herleitung der Kopfwellen aus der Wellengleichung gelang erstmals Cagniard (1939) und erlaubt folgende Aussagen über die Amplitude und die Frequenz der Kopfwellen (s. Heelan, 1953):

- Die Amplitude nimmt ab einer Entfernung von ca. 2 Wellenlängen von der Quelle mit $A \sim \sqrt{\frac{1}{\Delta L^3}}$ ab. Dabei ist Δ der Offset und L der Weg, den die Kopfwellen im Refraktor zurücklegt. Die Amplitude nimmt in höchster Ordnung demnach quadratisch mit Δ ab ($A \sim \frac{1}{\Delta^2}$).
- Die Signalform im Seismogramm ergibt sich durch die Integration der Signalform $f(t)$ der direkten Welle: $\int_0^t f(t) dt$. Die Kopfwellen sind also tieffrequenter als die Direkte Welle und i.d.R. auch tieffrequenter als die Reflektierte.

Die Herleitung der Kopfwellen aus der Wellengleichung nach Cagniard (1939) basiert auf

dem denkbar einfachsten Modell zweier Halbräume, die planar aneinander grenzen. Trotzdem ist die analytische Herleitung extrem anspruchsvoll und aufwendig. Aussagen über komplexe Modelle sind nur noch numerisch mit Hilfe Finiter-Differenzen Programme oder mit Ultraschalluntersuchungen an Modellen möglich (s. z.B. Levin & Ingram, 1962).

An einem eigenen Beispiel wurden, basierend auf dem Modell der Abb. 2.3 mit Hilfe eines Finite-Differenzen-Programms auf der Basis der akustischen Wellengleichung, Seismogramme berechnet (s. das Seismogramm für $\Delta = 100$ m in Abb. 2.4-(a)). Die Geschwindigkeiten der 3 Schichten in dem Modell waren:

$$v_1 = 800 \frac{m}{s} \quad (2.11)$$

$$v_2 = 1400 \frac{m}{s} \quad (2.12)$$

$$v_3 = 4600 \frac{m}{s}. \quad (2.13)$$

In einem weiteren Versuch wurde die 2-te Schicht durch eine Schicht mit einem Geschwindigkeitsgradienten ersetzt (s. das Seismogramm für $\Delta = 100$ m in Abb. 2.4-(b)):

$$v_2 = 1400 \frac{m}{s} + 9 \frac{1}{s} \cdot z. \quad (2.14)$$

Das Modell wurde so gewählt, daß mindestens die erste halbe Periode der Refraktierten frei von Interferenzen mit anderen Wellentypen ist (z.B. Reflexionen, Direkte Welle).

Man kann an der Abb. 2.4 zwei Beobachtungen machen, die sich mit den Erkenntnissen vieler anderer Bearbeitungen und Experimente decken:

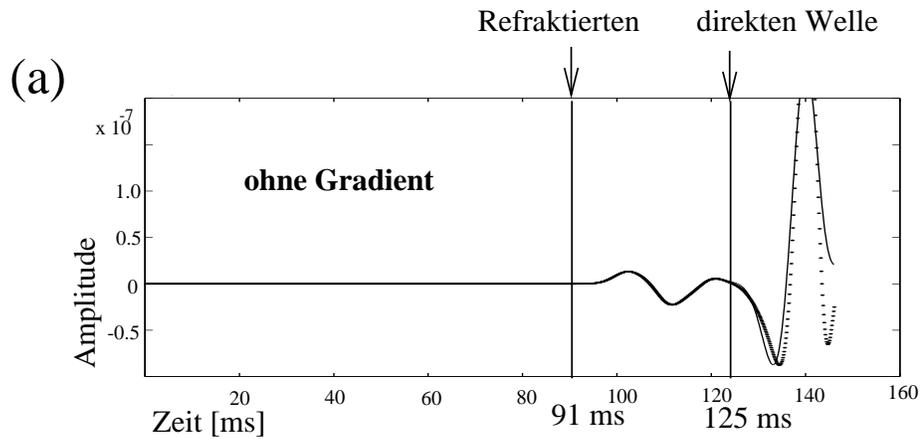
- Die Laufzeiten der Kopfwelle bei einer Schicht mit konstanten Geschwindigkeiten ist ähnlich groß wie bei einer stetig zunehmenden Geschwindigkeitsverteilung.
- Die Amplitude der Tauchwelle ist größer als bei einer Welle, die sich in einem Medium mit konstanter Schichtgeschwindigkeit ausgebreitet hat (in Abb.2.4 etwa um den Faktor 3).

In der Nachbarschaft der Refraktierten registriert man auch Wellentypen der seismischen Welle mit anderem Ausbreitungsweg und anderen, meist größeren, Amplituden, s. Abb. 2.4. In den CSP-Laufzeitkurven der Abb. 2.3 sind nur einige Laufzeiten dieser Wellentypen eingezeichnet (Direkte Welle, Reflexionen an den Schichtgrenzen). Andere Wellentypen, die zusätzlich bei realen Messungen vorkommen, sind beispielsweise Oberflächenwellen, Vielfachreflexionen und Transversalwellen.

Ähnliche empirische Untersuchungen mit Miniaturmodellen oder mit Finite-Differenzen-Methoden führten zu folgenden Ergebnissen:

- Nach Levin & Ingram (1962) und Donato (1964) fällt die Amplitude der Kopfwelle in Schußnähe (< 2 Wellenlängen) in höchster Ordnung langsamer mit dem Abstand ab als $\sim \frac{1}{\Delta^2}$.

Theoretisch berechnete Laufzeit der:



Theoretisch berechnete Laufzeit der:

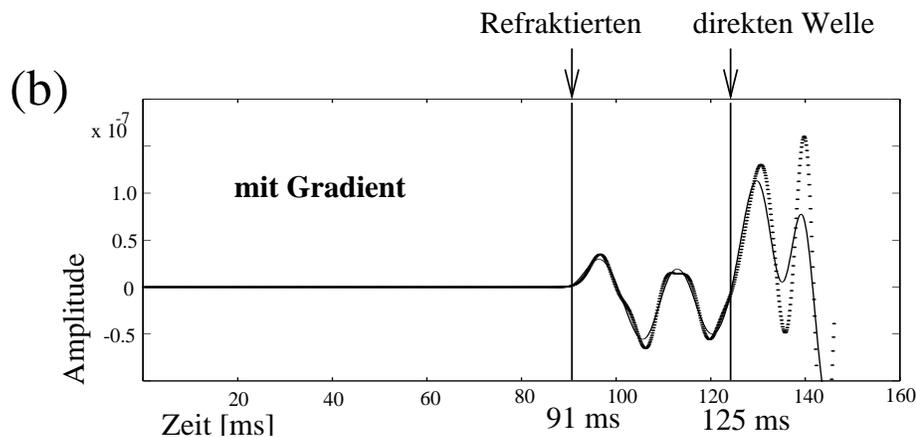


Abbildung 2.4: Refraktierte bei konstanter Geschwindigkeit (a) und bei einem Geschwindigkeitsgradienten im Refraktor (b). Die Seismogramme mit $\Delta = 100m$ wurden mit einem Finite-Differenzen-Programm für die akustische Wellengleichung, basierend auf dem Modell der Abb. 2.3, berechnet. Die Geschwindigkeit in der 2-ten Schicht war für (a) $v_2 = 1400m/s$ und für (b) $v_2 = 1400m/s + 9\frac{1}{s} \cdot z$. Die übrigen Geschwindigkeiten waren jeweils gleich (s. Text). Der Gitterabstand betrug $0.5m$. Zur Unterdrückung von Artefakten bei der Berechnung der Seismogramme (Gitterdispersionen), wurden die Seismogramme mit einem Tiefpaßfilter von $100Hz$ Eckfrequenz gefiltert (vor der Filterung: gepunktete Linie; nach der Filterung: durchgezogene Linie). Die Refraktierten bilden im Seismogramm die Ersteinsätze (s. dazu auch Abb. 2.3). Die Laufzeit bei konstanten Geschwindigkeiten (a) ist ähnlich groß wie bei einem Gradienten (b), obwohl die Laufwege sehr unterschiedlich aussehen. Bedeutsam sind vor allem die großen Amplitudenunterschiede. Sie sind bei einem Gradienten in (b) ca. drei mal so groß wie in (a). Die weiteren Wellenphasen im Seismogramm überlagern die Refraktierten in diesem Beispiel nicht. Man kann sich aber beim Vergleich der Amplitudenverhältnisse vorstellen, daß ein Erkennen der Refraktierten hinter den Ersteinsätzen nur schwer möglich ist.

- Levin & Ingram (1962), Palmer (1986) und Sheriff & Geldart (1995) zeigen an Untersuchungen, daß die Kopfwellen-Amplitude an dünnen Schichten mit Schichtmächtigkeiten $< \text{ca. } 1$ Wellenlänge schneller als $\sim \frac{1}{\Delta^2}$ abfällt. Levin & Ingram (1962) erklären diese Beobachtung durch destruktive Interferenz der Kopfwelle mit der Reflektierten an der nächst tieferen Schichtgrenze.
- Tauchwellen haben nach Sheriff & Geldart (1995) eine deutlich größere Amplitude als Kopfwellen. Ihre Amplitude fällt auch nicht quadratisch mit dem Offset ab.

In der Natur sind Geschwindigkeitsgradienten nichts seltenes, wie Untersuchungen in Bohrlöchern zeigen.

An synthetischen Datensätzen beobachtet man bei Gradientenschichten auch eine geringere Abnahme der Amplituden mit wachsendem Offset, als bei einer Schicht mit konstanten Geschwindigkeiten. Das liegt wahrscheinlich daran, daß bei horizontal homogenen Bedingungen und vertikal zunehmenden Geschwindigkeiten die Eindringtiefe der Tauchstrahlen mit wachsendem Offset zunimmt (s. Sheriff und Geldart, 1995, S. 100). Der Tauchstrahl passiert die Schichtgrenzen mit wachsendem Offset zunehmend steiler. Der Energieübertrag an der Schichtgrenze ist demnach bei größeren Offsets größer. Der Zunahme der Amplituden wirkt der geometrische Energieverlust durch die längeren Laufwege entgegen. Es kann somit sein, daß die Amplitude der Refraktierten nicht unbedingt von der kritischen Entfernung ab kleiner wird, sondern ihr Maximum erst bei einem größeren Offset hat.

2.4 Zusammenfassung des Kapitels

Die Wege seismischer Wellen werden hauptsächlich durch Brechung und Reflexion bestimmt. Die Ausbreitungsgesetze können mit Hilfe des Huygens'schen Prinzips verstanden werden, bei dem jeder Punkt der Wellenfront Quelle einer neuen Elementarwelle ist. Eine phasengerechte Superposition aller Elementarwellen nach Fresnel ergibt die neue Wellenfront. Mit Hilfe der Elementarwellenkonstruktion lassen sich auch Gesetze für den seismischen Strahl herleiten: das Brechungs- und Reflexionsgesetz. Das Snellius'sche Brechungsgesetz ist die kinematische Grundlage zur Herleitung der refraktierten Wellen.

In einer Schicht mit konstanten Geschwindigkeiten breiten sich seismische Strahlen geradlinig und in einem Medium mit einem Geschwindigkeitsgradienten entlang von gekrümmten Wegen aus. Die benötigte Laufzeit für den gekrümmten Weg durch die Schicht ist häufig der Laufzeit entlang der Schichtgrenze ähnlich. Man kann die Laufzeiten der Tauchwellen näherungsweise durch geradlinig entlang der Schichtgrenze laufende Strahlen berechnen. Die beobachteten Amplituden sind im Fall eines Gradienten meist größer als bei konstanten Schichtgeschwindigkeiten. Im Vergleich zu anderen Wellentypen haben die Refraktierten relativ kleine Amplituden. Sie können deshalb meist nur ausgewertet werden, wenn sie als Ersteinsätze im Seismogramm beobachtet werden. Refraktierte breiten sich allerdings relativ schnell aus und, ab einer Mindestentfernung, beobachtet man sie vor allen anderen Wellentypen.

Refraktierte haben die Eigenschaft, daß die Scheingeschwindigkeiten bei horizontal homogenen Verhältnissen gleich der Ausbreitungsgeschwindigkeiten im Umkehrpunkt sind. Diese Eigenschaft macht die Refraktionsseismik besonders wertvoll bei der Bestimmung von physikalischen Ausbreitungsgeschwindigkeiten.

Kapitel 3

Mehrfachüberdeckte Refraktionsprofile

3.1 Datenaquisition

Die wichtigsten Parameter einer seismischen Quelle sind ihre Energie und ihr Frequenzgehalt. Eine hohe Energie erlaubt eine große Eindringtiefe, während man mit einem hochfrequenten Quellsignal eine hohe Auflösung erreicht. Hochenergetische Quellen sind relativ teuer und hohe Frequenzen werden stärker absorbiert, d.h. sie erreichen eine geringere Eindringtiefe als kleine Frequenzen. Die Art der seismischen Quelle und deren Parameter müssen der Aufgabenstellung entsprechend angepasst werden. Neben den explosionsartigen Quellen, zu denen u.a. Sprengungen und Fallgewichte gehören, kann seismische Energie mit der Vibrationstechnik auch über ein ausgedehntes Zeitintervall von einigen Sekunden in den Untergrund übertragen werden. Durch Korrelation des Seismogramms mit dem Anregungssignal entstehen kurze Signale, wie man sie von den explosionsartigen Signalen gewohnt ist. Die Laufzeit muß allerdings im Maximum und nicht am Beginn des Signals gemessen werden.

Die Aufzeichnung seismischer Energie an der Erdoberfläche erfolgt mit Seismometern. Auch wenn es eine große Anzahl verschiedener Seismometerentwicklungen gibt, werden in der Praxis fast nur noch elektrodynamische Seismometer verwendet. Die durch die relative Bewegung erzeugte Spannung ist proportional zur Schwinggeschwindigkeit und mißt nicht etwa die absolute Bodenbewegung. Die Amplituden der Seismogramme sind die Amplituden der Schwinggeschwindigkeiten.

Mit zunehmendem Inzidenzwinkel der seismischen Strahlen an der Erdoberfläche verringert sich die Vertikalkomponente. Vertikalseismometer unterdrücken somit Amplituden mit zunehmendem Inzidenzwinkel.

3.1.1 Meßaufbau vielfachüberdeckter Profile

Erstrebenswert ist eine gute Durchleuchtung des Untersuchungsgebiets mit seismischen Strahlen, um die Freiheit der Modell-Interpretation zu begrenzen. Moderne Computertechnologie und moderne Auswertungsverfahren (z.B. Tomographie, CMP-Reflexionsseismik, CMP-Refraktionsseismik) erlauben eine effektive Bearbeitung sehr großer Datenmengen.

Die überwiegend eingesetzte Quell-Empfänger-Anordnung zur vielseitigen Durchleuchtung mit seismischen Strahlen, ist das „roll-along“-Verfahren oder die CMP-Technik von Mayne (1962, 1967). Ein Beispiel einer „roll-along“-Messung zeigt die Abb. 3.1-(a). Durch schrittweises Abtun der Schüsse und einen Umbau der endseitigen Seismometer zum anderen Ende der Aufstellung, kann sehr effizient ein Wandern der Aufstellung entlang einer Linie an der Oberfläche erreicht werden. Das Umbauprinzip kann am Beispiel des farblosen Seismometers in Abb. 3.1-(a) verfolgt werden.

Wünschenswert ist eine möglichst regelmäßige Anordnung der Quellen und Aufnehmer, damit sich zu einer Mittelpunktskoordinate eines Quelle-Aufnehmer-Paares andere Quelle-Aufnehmer-Paare mit derselben Mittelpunktskoordinate finden lassen. Man spricht in diesem Fall von einer Mehrfachüberdeckung der Mittelpunktskoordinaten. Der Abstand zweier Quellen ist in der Regel ein natürliches Vielfaches des Abstandes zweier Aufnehmer.

Sortiert man die Spuren mit gemeinsamen Mittelpunkten spricht man von einer „Common Midpoint“-Spurfamilie (kurz CMP-Familie). Die in Abb. 3.1-(a) mit Kreisen und in (b) mit einer durchgezogenen Linie markierte CMP-Familie enthält sechs Spuren und wird deshalb auch sechsfach überdeckte CMP-Koordinate genannt.

Vorteilhaft ist eine Seismogrammbearbeitung in CMP-Familien, weil sie auf gemeinsame Abschnitte auf dem Reflexions- bzw. Refraktionshorizont fokussiert und somit quasi 1-dimensionale Verhältnisse in den CMP-Familien entstehen. Für die Datenbearbeitung ergeben sich daraus folgende Vorteile:

- Schichtneigungen machen sich in den Laufzeitkurven geringer bemerkbar als in den CSP-Familien. Somit können auch Schichtneigungen von wenigen Grad in CMP-Familien in guter Näherung als sählig betrachtet werden.
- Eine Stapelung gleicher Phasen der Reflexions- bzw. Refraktions-signale vergrößert das Nutz/Rausch-Verhältnis. Nach der Stapelung lassen sich Nutzsignale besser identifizieren als bei einfacher Überdeckung der CMP-Koordinaten.

Manchmal kann auch eine Sortierung der Seismogramme nach gemeinsamen Offset sinnvoll sein. Man spricht in diesem Fall von einer „Common Offset“-Seismogramm-familie (kurz COF-Familie). COF-Familien werden aus den folgenden Gründen bei der Datenverarbeitung eingesetzt:

- COF-Familien vermitteln einen schnellen ersten Eindruck über die Ausdehnung und den Charakter der reflektierenden und refraktierenden Strukturen. Beispielsweise sind die Laufzeitkurven bei ausschließlich sählinger Schichtung nicht geneigt,

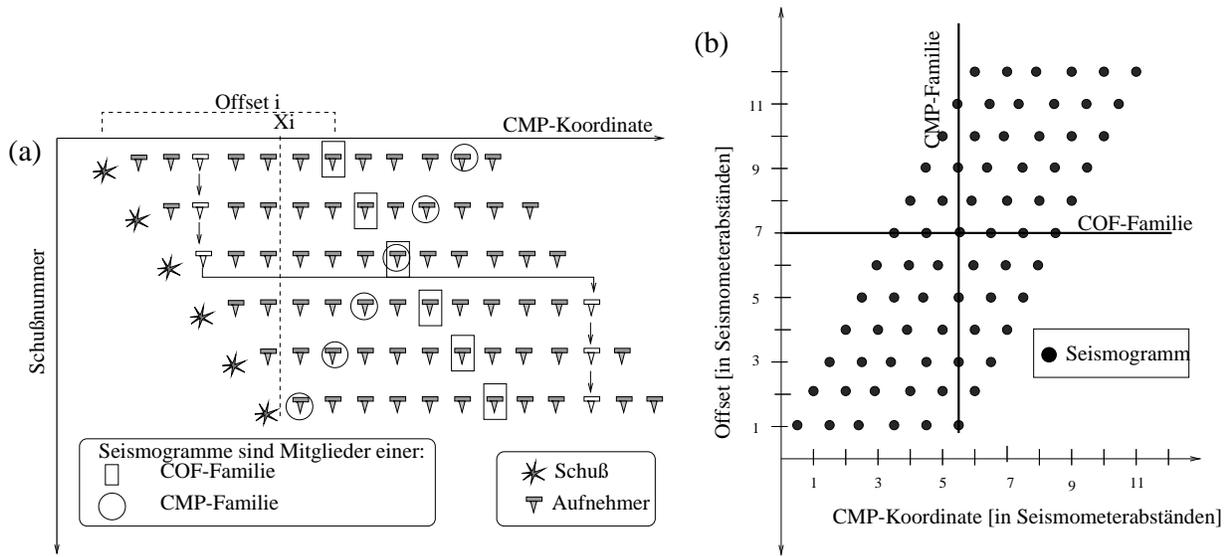


Abbildung 3.1: Roll-along-Verfahren zur Gewinnung mehrfach überdeckter CMP-Koordinaten. Ein effektives Wandern der Seismometeraufstellung mit den Schüssen, wird durch den Umbau der endseitigen Seismometer in Arbeitsrichtung gewonnen, wie sich am Beispiel eines farblosen Seismometers verfolgen läßt. Die regelmäßigen Quell- und Aufnehmer-Abstände erlauben eine Sortierung nach gemeinsamen Quell-Empfänger-Mittelpunkten (Kreise in (a)) oder nach gleich großem Quell-Empfänger-Abstand (Rechtecke in (a)). Die Teilabbildung (b) zeigt die Sortierung der mit den Meßanordnungen in (a) gewonnenen Seismogramme nach CMP- und COF-Koordinaten. In dieser Darstellung läßt sich einfach der Grad der Überdeckung sowie der Abbildungsbereich einzelner COF-Familien ermitteln.

während sich eine Schichtneigung in Reflexions- und Refraktionsseismik durch eine nicht verschwindende Steigung der COF-Laufzeitkurve bemerkbar macht.

- Eine Korrelation der seismischen Signale in COF- und CMP-Familien erschließt die gesamte Information des Datensatzes. Ein Erkennen von Schichtneigungen durch ausschließliche Betrachtung einer CMP-Familie ist nicht möglich.
- COF-Familien überdecken meist einen größeren Abschnitt des Profils als andere Sortierfamilien. Störende Randeffekte bei spurkorrelierenden Prozessen (z.B. DMO) sind in COF-Familien deshalb meist kleiner als in CSP-Familien.

Neben einer Sortierung nach den geometrischen Bestimmungsgrößen einer Spur können die Signale auch nach anderen Kriterien „sortiert“ werden. Im Verlauf dieser Arbeit wird beispielsweise die „Sortierung“ nach Reflexionspunkten (bzw. den noch zu definierenden Refraktionspunkten) benötigt. Eine nach Reflexions- bzw. Refraktionspunkten „sortierte“ Familie nennt man CRP-Familie. Sie ist nicht einfach durch eine Umsortierung der Seismogramme zu erreichen. In dieser Arbeit gelangt man zu einer CRP-Familie durch Anwendung des DMO-Prozesses.

3.1.2 Diskrete Aufzeichnung der Daten

In der modernen Seismik wird die Bodenbewegung ausschließlich diskret aufgezeichnet. Der zeitliche Stützstellenabstand darf bei der Diskretisierung nicht zu grob gewählt werden, um das Spektrum des Signals nicht zu verfälschen. Ähnliches gilt auch bei der räumlich diskreten Abtastung mit Seismometern.

3.1.2.1 Abtastbedingungen in der Zeit

Das zeitliche Abtasttheorem schreibt vor, daß ein Wellenzug einer harmonischen Welle mehr als zweimal pro Periodendauer abgetastet werden muß, um Aliasing zu vermeiden (s. z.B. Sheriff und Geldart, 1995, S. 282).

Nach dem Abtasttheorem muß die höchste Frequenz im Spektrum des abgetasteten Bereichs f_{max} niedriger sein als die halbe Abtastfrequenz (Nyquistfrequenz):

$$f_{max} < f_{Ny} = \frac{1}{2\mathcal{D}_t}. \quad (3.1)$$

Die Abtastfrequenz ist der Kehrwert des Abtastintervalls \mathcal{D}_t . Spektralanteile bei Frequenzen, die größer sind als die Nyquistfrequenz, liefern einen Beitrag bei niederen Frequenzen im Intervall $[0, f_{Ny}]$. Zum Spektralwert $f_0 \in [0, f_{Ny}]$ addieren sich die Spektralwerte der Frequenzen $2nf_{Ny} \pm f_0$ mit $n = 1, 2, 3, \dots$. Die Verfälschung des Spektrums durch eine zu grobe Abtastung nennt man Aliasing. Zur Vermeidung des Aliasings müssen vor einer Diskretisierung zu hohe Frequenzen aus den Seismogrammen gefiltert werden (Antialiasfilter). Das Frequenz-Spektrum und die Zeit-Funktion sind mit Hilfe der Fouriertransformation eindeutig ineinander umkehrbar.

3.1.2.2 Räumliche Abtastbedingungen

Wie bei der diskreten Aufzeichnung einer zeitabhängigen Funktion muß die Abtastbedingung auch bei der räumlich diskreten Abtastung der Wellen mit Seismometern entlang der Profilkordinate eingehalten werden.

Nach der räumlichen Abtastbedingung soll eine harmonische Welle mehr als mit 2 Seismometern pro Wellenlänge abgetastet werden. Analog zur Nyquistfrequenz einer zeitabhängigen Funktion kann man eine Nyquistwellenzahl für ortsabhängige Funktionen definieren. Die Wellenzahl k hat die physikalische Bedeutung: „Anzahl der Zyklen pro Entfernungseinheit“. Der Wert von k ist gleich dem reziproken Wert der Wellenlänge¹ $k = \frac{1}{\lambda}$. Das Wellenzahlspektrum einer ortsabhängigen Funktion sollte bei Wellenzahlen, die größer sind als die Nyquistwellenzahl, gleich Null sein. Die Nyquistwellenzahl ist:

$$k_{Ny} = \frac{1}{\lambda_{Ny}} = \frac{1}{2\mathcal{D}_x}. \quad (3.2)$$

¹Vorsicht: Die Wellenzahl k wird von manchen Autoren auch als $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ definiert. Diese Arbeit folgt der Nomenklatur von Buttkus (1991, S. 26)

Die Abtastung mit Seismometern erfolgt in der Regel an der Erdoberfläche. Man tastet dort eine scheinbar sich an der Erdoberfläche mit der Scheingeschwindigkeit V ausbreitende Welle ab. Die Scheingeschwindigkeit V ist mit der Scheinwellenlänge λ und der Frequenz f wie folgt verknüpft:

$$V = \frac{f}{k} = f\lambda. \quad (3.3)$$

Mit Hilfe der maximalen Frequenz f_{max} des Nutzspektrums und der minimal zu erwartenden Scheingeschwindigkeit V_{min} läßt sich mit Hilfe der Gl. 3.3 eine minimal zu erfassende Wellenlänge λ_{min} , bzw. eine maximale Wellenzahl k_{max} , berechnen.

$$\lambda_{min} = \frac{V_{min}}{f_{max}}. \quad (3.4)$$

Mit Gl. 3.2 und $V_{min} = (\frac{dt}{dx})_{max}^{-1}$ ist damit eine obere Schranke für den Seismometerabstand \mathcal{D}_x

$$\mathcal{D}_x < \frac{\lambda_{min}}{2} = \frac{V_{min}}{2f_{max}} = \frac{1}{2(\frac{dt}{dx})_{max}f_{max}}. \quad (3.5)$$

Eine Verletzung der räumlichen Abtastbedingung führt zu Aliasing im Frequenz-Wellenzahl-Spektrum (s. Yilmaz, 1987). Prozesse die aufs Spektrum wirken (z.B. Frequenz-Wellenzahl-Filter, f-k-Migration, f-k-DMO) verursachen bei räumlich unterabgetasteten Wellenfeldern ungewünschte Störsignale (s. Sheriff und Geldart, 1995). Für die korrekte Funktionsweise des DMO-Moduls (s. Abschn. 4.3), der auf das Spektrum der COF-Familien wirkt, muß eine Einhaltung der räumlichen Abtastbedingung nach Gl. 3.5 in den COF-Familien gefordert werden, wobei \mathcal{D}_x in diesem Fall der Spurbestand in den COF-Familien und $(\frac{dt}{dx})_{max}$ die maximale Steigung der COF-Laufzeitkurve ist.

3.2 Ein Auswerteverfahren für Refraktierte

Mit der rasanten Entwicklung der Computer-Technologie der letzten zwei Jahrzehnte eröffnete sich in der Seismik die Möglichkeit, sehr große Datenmengen zu speichern und durch Algorithmen auszuwerten. Zur Interpretation der Reflektierten in den aufgezeichneten Wellenfeldern hat sich die CMP-Technik von Mayne (1962, 1967) bewährt. Die sogenannte CMP-Reflexionsseismik ermöglicht die Bestimmung eines 2-dimensionalen Modells der Geschwindigkeiten und die Darstellung der reflektierenden Strukturen durch direkte Wandlung des Wellenfelds.

Auch Refraktierte können erfolgreich nach dem CMP-Konzept ausgewertet werden. Die dafür benötigten Gleichungen stammen von Gebrande und Miller (1985) und Gebrande (1986). Die CMP-Refraktionsseismik erlaubt ebenfalls die Bestimmung eines Geschwindigkeitsmodells und die Darstellung der refraktierenden Strukturen durch die schrittweise Wandlung des Wellenfelds. Der Vergleich der Ergebnisse der CMP-Refraktions- und CMP-Reflexionsseismik bietet eine gute Kontrollmöglichkeit für beide Interpretationen. Die CMP-Refraktionsseismik ist speziell für die Geschwindigkeitsbestimmung gut geeignet, weil physikalische Wellenausbreitungsgeschwindigkeiten direkt aus der Steigung der CMP-Laufzeitkurve ermittelt werden können. In der CMP-Reflexionsseismik müssen die physikalischen Geschwindigkeiten indirekt aus den Processingparametern berechnet werden. Die Wandlung des Wellenfelds in der CMP-Refraktionsseismik - im Gegensatz zur einfachen Auswertung der Ersteinsatzzeiten - erlaubt die Nutzung der Signalform bei der Interpretation der Ergebnisse.

Reimers et al. (1991) und Winkelmann (1996) entwickelten ein schrittweises Bearbeitungsschema, wie es in modifizierter Form auch in dieser Arbeit zum Einsatz kommt. Schuster (1998) nutzt die explizit ermittelten Steigungen der CMP- und COF-Laufzeitkurve aus den Laufzeiten der Ersteinsätze zur Berechnung eines Geschwindigkeitsmodells. Orłowsky (1996) kombiniert die CMP-Refraktionsseismik mit der *generalized reciprocal method* (GRM) von Palmer (1981).

Die Gleichungen der herkömmlichen CMP-Refraktionsseismik basieren auf einem Modell mit ausschließlich söhligem Schichtgrenzen. Kleine Neigungen der Schichtgrenzen können aufgrund der fokussierenden Wirkung der CMP-Sortierung vernachlässigt werden. Mit steigendem Neigungswinkel verschlechtert sich aber zunehmend diese Näherung. Auch die ursprüngliche CMP-Reflexionsseismik basierte auf der Annahme söhligem Schichtgrenzen und wurde erst durch Judson et al. (1978) um eine zusätzliche Korrektur erweitert, damit das Verfahren auch bei geneigten Schichtgrenzen korrekt funktioniert. Das Verfahren konnte durch Yilmaz und Claerbout (1980), Deregowski und Rocca (1981) und viele andere Autoren weiter verbessert werden. Seit Hale (1984) trägt das Verfahren weitläufig den Namen DMO-Korrektur oder kurz DMO. Die DMO-Korrektur ist aufgrund ihrer Erfolge mittlerweile zu einem Standardschritt im seismischen Processing geworden.

Im folgenden Abschn. 3.2.1 soll nach dem Konzept der DMO-Korrektur in der CMP-Reflexionsseismik (Reflexions-DMO) auch ein Konzept für eine DMO-Korrektur in der

CMP-Refraktionsseismik (Refraktions-DMO) entwickelt werden. Im daran anschließenden Abschn. 3.2.2 werden die Einzelschritte der CMP-Refraktionsseismik, und die dazu in dieser Arbeit verwendeten Algorithmen, besprochen.

3.2.1 Konzept der Refraktions-DMO

Das Konzept einer Refraktions-DMO wird im folgenden aus dem Konzept der erfolgreich erprobten Reflexions-DMO gewonnen. Die Reflexions-DMO ist eine Korrektur des Dip-Moveouts aus den CMP-Laufzeitkurven der Reflektierten.

An Abb. 3.2 werden die Begriffe des Normal- und Dip-Moveout erklärt. Der Normal-Moveout in den CMP-Familien ist die Differenz der Laufzeit eines Strahls bei beliebigem Offset gegenüber der Laufzeit bei Offset = 0, also die Laufzeit des Lotstrahls mit dem CMP als Oberflächenpunkt (CMP-Lotstrahl). Die Laufzeit des CMP-Lotstrahls bezeichnet man als CMP-Lotzeit.

Die Krümmung einer CMP-Laufzeitkurve ist natürlich auch eine Funktion der Neigungswinkel der Schichtgrenzen. Unter dem Dip-Moveout in den CMP-Familien versteht man die Differenz der Laufzeit eines Strahls, der an einer Schicht mit beliebiger Neigung reflektiert wurde, gegenüber der Laufzeit eines Strahls mit demselben Offset, der an einer söhligigen Schicht reflektiert wurde, bei gleicher CMP-Lotzeit. Im Fall einer söhligigen Schichtgrenze ist der Dip-Moveout gleich Null.

In Abb. 3.2 ist mit 1 die CMP-Laufzeitkurve an einer söhligigen Schicht und mit 2 die CMP-Laufzeitkurve einer geneigten Schicht bei gleicher CMP-Lotzeit dargestellt. Man beachte die Bezeichnungen des Normal- und Dip-Moveouts. An einer einzelnen CMP-Familie ist die Größe des Dip-Moveouts nicht zu erkennen. Dies gelingt erst durch gemeinsame Analyse von CMP- und COF-Familien.

Die Begriffe des Normal- und Dip-Moveouts lassen sich analog auch auf die CMP-Refraktionsseismik übertragen. Dort mißt man den Normal-Moveout gegenüber der CMP-Interceptzeit (s. Abb. 3.2 Laufzeitkurven 3 und 4). Der Dip-Moveout ist in der CMP-Refraktionsseismik die Laufzeitdifferenz eines an einer Schichtgrenze mit beliebigem Neigungswinkel refraktierten Strahls gegenüber einem an einer söhligigen Schichtgrenze refraktierten Strahls bei gleichem Offset und gleicher CMP-Interceptzeit. In Abb. 3.2 sind mit 3 und 4 die CMP-Laufzeitkurven der Strahlen bei einer söhligigen und bei einer geneigten Schichtgrenze dargestellt. In der Refraktionsseismik nehmen sowohl der Normal- wie auch der Dip-Moveout linear mit dem Offset zu. Man bezeichnet sie deshalb auch als linearen Normal- und linearen Dip-Moveout.

In der seismischen Datenbearbeitung haben sich für die Korrektur des hyperbolischen Normal-Moveouts der Reflexionsseismik und des linearen Normal-Moveouts der Refraktionsseismik die Begriffe NMO-Korrektur (kurz NMO) bzw. LMO-Korrektur (kurz LMO) etabliert. Die Korrektur des Dip-Moveouts in der CMP-Reflexionsseismik soll als Reflexions-DMO und die in dieser Arbeit entwickelte DMO-Korrektur in der CMP-Refraktionsseismik als Refraktions-DMO bezeichnet werden.

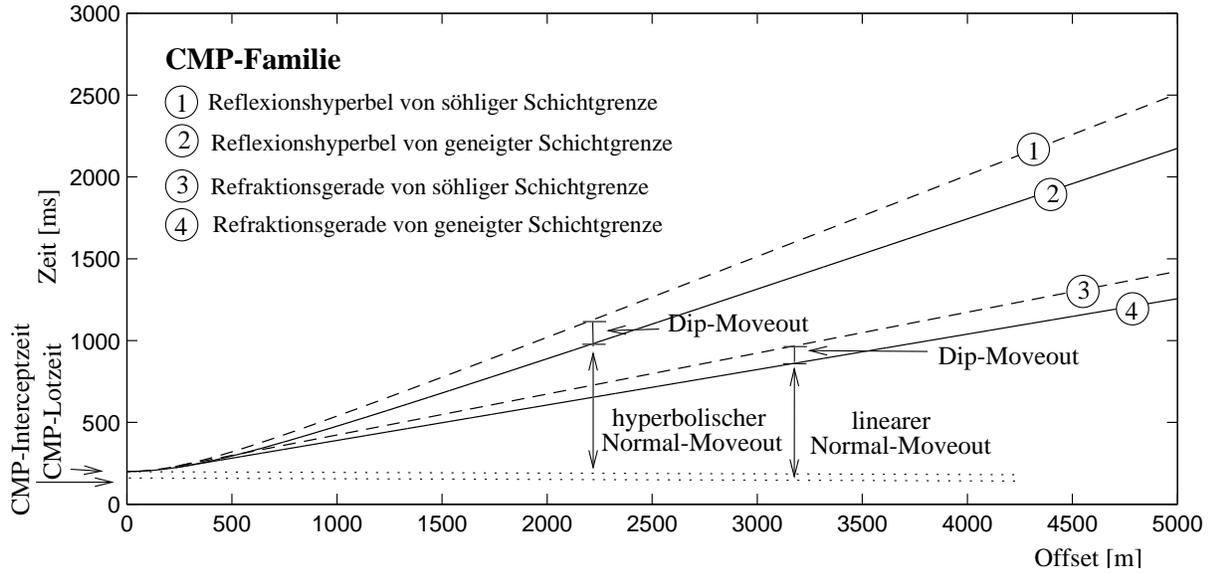


Abbildung 3.2: Normal-Moveout und Dip-Moveout in der Reflexions- und Refraktionsseismik. Der Dip-Moveout in den CMP-Familien, ist die Laufzeitdifferenz des an einer geneigten Schichtgrenze reflektierten bzw. refraktierten Strahls (durchgezogene Linie), gegenüber einem an einer söhligigen Schichtgrenze in gleicher Mächtigkeit unter dem CMP reflektierten bzw. refraktierten Strahls (gestrichelte Linie) bei gleichem Offset.

3.2.1.1 Die CMP-Reflexionsseismik ohne DMO-Korrektur

Mit der Sortierung der Seismogramme nach ihrer CMP-Koordinate fokussiert man auf gemeinsame Abschnitte auf den Reflexionshorizonten. Im Fall ausschließlich söhliger Schichten ist die Fokussierung auf einen Punkt genau, d.h. alle Strahlen, die an derselben Schichtgrenze reflektiert wurden haben denselben Reflexionspunkt (s. Abb. 3.3-(a)). Im Fall gering geneigter Schichtgrenzen haben zwar nicht mehr alle Reflexionssignale einer CMP-Familie den gleichen Reflexionspunkt (s. Abb. 3.3-(b)), durch eine CMP-Sortierung wird aber auf einen relativ kleinen Abschnitt auf dem Reflektor fokussiert, was die näherungsweise Annahme söhligiger Schichtgrenzen erlaubt.

Formelmäßig ist der 2-Schichtenfall (s. Abb. 3.4) mit planarer um α geneigter Schichtgrenze und konstanten Schichtgeschwindigkeiten v_1 und v_2 , ein leicht zu überschauender Modellfall. Die CMP-Laufzeitkurve ist in diesem Fall:

$$(t^{cmp})^2 = (t_0^{cmp})^2 + \left(\frac{1}{V^{cmp}}\right)^2 \Delta^2 \quad (3.6)$$

$$\text{mit } t_0^{cmp} = \frac{2h_1^{cmp}}{v_1}$$

$$\text{und } V^{cmp} = \frac{v_1}{\cos \alpha}. \quad (3.7)$$

Die CMP-Laufzeitkurve ist eine Hyperbel mit dem Scheitelpunkt bei $\Delta = 0$ und $t^{cmp} =$

CMP-Geometrie der reflektierten Strahlen

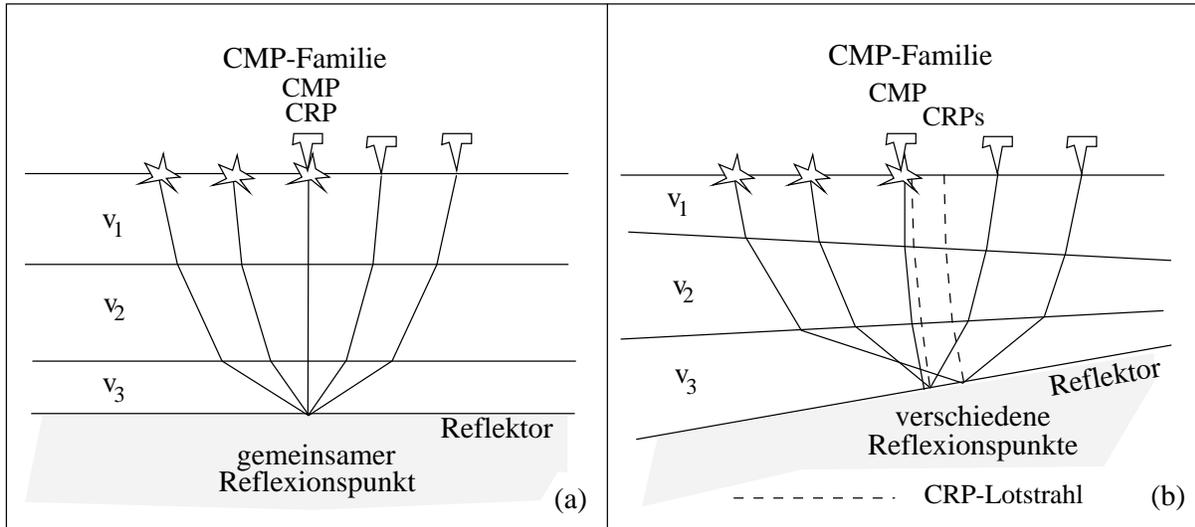


Abbildung 3.3: Beziehung der Oberflächenpunkte Common Mid-Point (CMP) und Common Reflection-Point (CRP). Nur bei ausschließlich söhligem Reflexionshorizonten (a) ist der CMP gleichzeitig auch der Oberflächenpunkt des Lotstrahls zum Reflexionspunkt (CRP). Bei geneigten Reflexionshorizonten sind CMP und CRP nicht mehr identisch.

t_0^{cmp} (CMP-Lotzeit). Ist die Schichtneigung gering, gilt näherungsweise:

$$\cos(\alpha) \approx 1$$

und man kann aus der CMP-Stapelgeschwindigkeit V^{cmp} und der CMP-Lotzeit direkt die Schichtgeschwindigkeit und Schichtmächtigkeit h_1^{cmp} unter dem CMP bestimmen.

Im n-Schichtenfall (s. Abb. 3.3) kann die CMP-Laufzeitkurve der Reflektierten zur n-ten Schichtgrenze in eine Taylorreihe entwickelt werden, in der nur gerade Potenzen von Δ vorkommen:

$$(t_n^{cmp})^2 = a_{0n}^2 + a_{1n}^2 \Delta^2 + a_{2n}^2 \Delta^4 + \dots \quad (3.8)$$

mit $a_{0n} = t_{0n}^{cmp}$,

wobei die Werte der Parameter a_{in} , $i = 0, 1, 2, \dots$, vom Modellaufbau abhängen. Bei geringer Schichtneigung ist Gl. 3.8 für kleine Δ näherungsweise eine Hyperbel, d.h. höhere Terme der CMP-Laufzeitfunktion können vernachlässigt werden (s. z.B. Taner & Koehler, 1969) und Gl. 3.8 wird zu

$$(t_n^{cmp})^2 = (t_{0n}^{cmp})^2 + \left(\frac{1}{V_n^{cmp}}\right)^2 \Delta^2 + O(\Delta^4) \quad (3.9)$$

mit $t_{0n}^{cmp} = a_{0n}$

$$\text{und } \frac{1}{V_n^{cmp}} = a_{1n} \quad (3.10)$$

und es gilt: $O(\Delta^4) \approx 0$.

Die CMP-Stapelgeschwindigkeit V_n^{cmp} ist für kleine Schichtneigungen näherungsweise gleich der Root-Mean-Square- oder RMS-Geschwindigkeit. Die CMP-Stapelgeschwindigkeiten und CMP-Lotzeiten können zur Berechnung (s. z.B. Dix, 1955) von physikalischen Wellenausbreitungsgeschwindigkeiten und entsprechenden Tiefen verwendet werden.

Für geneigte Schichtgrenzen werden die CMP-Stapelgeschwindigkeiten eine Funktion des Neigungswinkels der Schichtgrenzen. Die neigungsabhängigen CMP-Stapelgeschwindigkeiten führen bei der Inversion der Stapelgeschwindigkeiten mit Prozessen für söhligem Schichtaufbau zu falschen Geschwindigkeits-Tiefen-Funktionen ($v(z)$ -Funktionen). Der Stapelprozeß kann ungewollt zum Neigungsfilter werden, wenn CMP-Laufzeitkurven von Schichten mit unterschiedlicher Neigung, und somit unterschiedlicher Stapelgeschwindigkeit in der CMP-Familie eng bei einander liegen. Ab Neigungswinkeln von $> 10^\circ$ muß man mit deutlichen Fehlern bei den $v(z)$ -Funktionen und mit Einbußen beim Stapelergebnis rechnen. Im 2-Schichtenfall (s. Gl. 3.6) werden die Schichtgeschwindigkeiten um den Faktor $\frac{1}{\cos(\alpha)}$ zu groß bestimmt.

Um auch größere Schichtneigungen mit der CMP-Reflexionsseismik korrekt bearbeiten zu können, wurde die Reflexions-DMO als zusätzlicher Korrekturschritt im schrittweisen Auswerteverfahren der CMP-Reflexionsseismik entwickelt.

3.2.1.2 Die Reflexions-DMO

Die DMO-Korrektur soll einerseits den Dip-Moveout aus den CMP-Laufzeitkurven korrigieren und andererseits auch für geneigte Schichten eine punktgenaue Fokussierung beim Stapelprozeß gewährleisten. Nach Korrektur des Dip-Moveouts können in den CMP-Laufzeitkurven neigungsfreie Stapelgeschwindigkeiten bestimmt werden.

Den Oberflächenpunkt des im Reflexionspunkt eines Strahls (mit beliebigem Δ) reflektierten Lotstrahls (s. Abb. 3.4) bezeichnet man als Common Reflection Point (CRP). Den Lotstrahl selber nennt man entsprechend *CRP-Lotstrahl*, die Laufzeit des Lotstrahls nennt man *CRP-Lotzeit*.

Mit diesen Begriffen kann das Konzept der DMO-Korrektur genauer beschrieben werden. Mit NMO und DMO soll ein Reflexionssignal aus der CMP-Lauf- in die CRP-Lotzeit und, räumlich vom CMP in den CRP, transformiert werden. Die DMO-Korrektur ist die verbleibende Restkorrektur nach einer NMO-Korrektur mit neigungsfreien Stapelgeschwindigkeiten. Es ist nicht sofort offensichtlich, wie mit diesem Konzept die erwünschten neigungsfreien Stapelgeschwindigkeiten bestimmt werden sollen. Immerhin werden die neigungsfreien Stapelgeschwindigkeiten für die NMO-Korrektur als bekannt vorausgesetzt. Es ist aber gerade diese konzeptionelle Abtrennung der neigungsfreien Anteile durch die

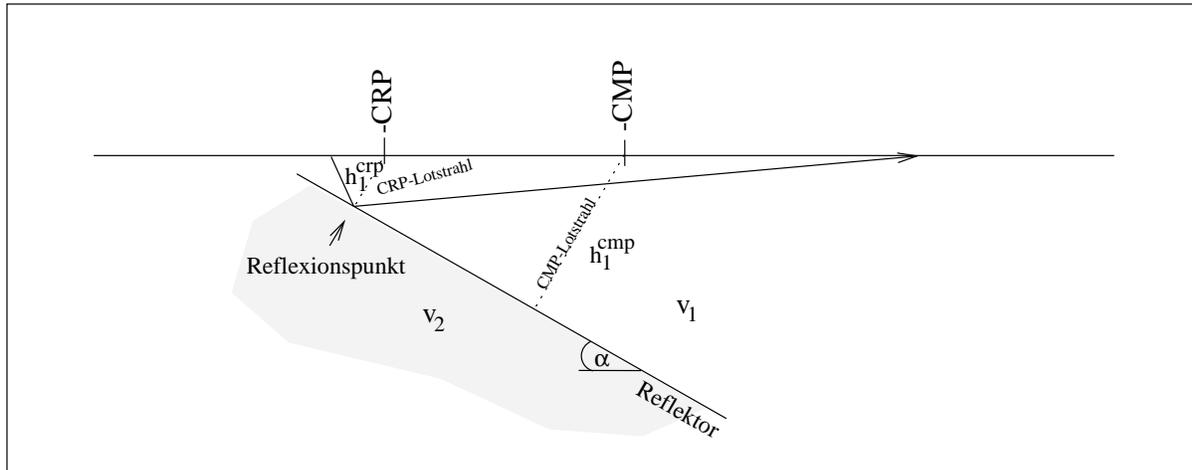
Begriffe für die DMO-Korrektur in der CMP-Reflexionsseismik

Abbildung 3.4: Das 2-Schichtmodell ist die Grundlage bei der Herleitung der DMO-Korrektur. Durch die DMO-Korrektur wird ein Reflexionssignal vom CMP zum CRP transformiert und zeitlich in der Laufzeit des CRP-Lotstrahls dargestellt. CRP- bzw. CMP-Lotstrahl sind die in sich selbst reflektierten Strahlen, deren Oberflächenpunkte der CRP bzw. der CMP sind. Die entlang des CMP-Lotstrahls gemessene Mächtigkeit nennt man CMP-Lottiefe h_1^{cmp} . Entsprechend wird die CRP-Lottiefe in der Abb. mit h_1^{crp} bezeichnet.

NMO-Korrektur, die eine iterative Bestimmung der neigungsfreien Stapelgeschwindigkeiten erlaubt. Für die Iteration benötigt man lediglich eine Schätzung der neigungsfreien Stapelgeschwindigkeiten als Startparameter. Eine NMO-Korrektur vor DMO und eine anschließende inverse NMO-Korrektur mit den gleichen Schätzwerten der neigungsfreien Stapelgeschwindigkeiten eliminiert einen Teil des Dip-Moveouts aus den Laufzeitkurven. Weil sich durch DMO auch die Profilkordinate der Reflexionssignale vom CMP zum CRP geändert hat, bezeichnet man die Laufzeitkurven bei gleicher Profilkordinate nach DMO als CRP-Laufzeitkurven. Die Stapelgeschwindigkeiten der CRP-Laufzeitkurven heißen entsprechend CRP-Stapelgeschwindigkeiten. Hätte man mit korrekten neigungsfreien Stapelgeschwindigkeiten korrigiert, wären die CRP-Laufzeitkurven durch NMO, DMO und inverser NMO neigungsfrei. Die CRP-Laufzeitkurven hätten die Form:

$$(t^{crp})^2 = (t_0^{crp})^2 + \left(\frac{1}{V^{crp}}\right)^2 \Delta^2, \quad (3.11)$$

wobei die CRP-Scheingeschwindigkeiten V^{crp} gleich den neigungsfreien Stapelgeschwindigkeiten wären. Bei näherungsweise neigungsfreien Stapelgeschwindigkeiten für die Korrekturen entspricht der Wert für V^{crp} näherungsweise den neigungsfreien Stapelgeschwindigkeiten. Diese werden als Korrekturparameter für eine erneute NMO-, DMO- und inverse NMO-Korrektur des Originaldatensatzes verwendet. Die anschließend bestimmten Stapelgeschwindigkeiten sind eine bessere Näherung der neigungsfreien Stapelgeschwin-

digkeiten als die zuvor bestimmten. Den Prozeß kann man entsprechend fortsetzen, bis sich die Stapelgeschwindigkeiten aufeinanderfolgender Iterationen im Rahmen der Fehlergrenzen nicht mehr unterscheiden. Die so bestimmten neigungsfreien Stapelgeschwindigkeiten lassen sich in physikalische Wellenausbreitungsgeschwindigkeiten invertieren und für eine korrekte NMO-, DMO-Korrektur verwenden. Bei der anschließenden horizontalen Stapelung der Reflexionssignale werden nur Reflexionssignale derselben Reflexionspunkte gestapelt. Die Fokussierung ist somit auch im geneigten Schichtenfall punktgenau.

Die DMO-Korrektur erfolgt meist in den COF-Familien (manchmal auch in den CSP-Familien z.B. bei Biondi & Ronen, 1987, oder bei Cabrera & Levy, 1989). Als Ausgangsmodell für die Herleitung der Grundgleichungen wird das einfache 2-Schichtenmodell mit konstanter planarer Schichtgrenze verwendet (Deregowski und Rocca, 1981). Die meisten der bekannten DMO-Algorithmen basieren auf diesem Modell (Hale, 1984, 1991; Black et al., 1993). Nach Deregowski (1986) läßt sich die DMO trotz des einfachen 2-Schichten-Ausgangsmodells aber in der Regel auch für die Bearbeitung der Reflexionen einer Schichtgrenze verwenden, wenn die Geschwindigkeiten im Hangenden mit der Tiefe variieren. Hale (1991) versucht die Wirkungsweise der DMO im Fall vertikaler Änderungen der Geschwindigkeiten mathematisch zu beschreiben und klassifiziert die Modelle, bei denen die DMO mehr Nutzen als Schaden anrichtet. Seine Überlegungen führen ihn zu einer verallgemeinerten DMO-Korrektur für vertikale Geschwindigkeitsvariationen. Horizontale Variationen der Geschwindigkeiten, beispielsweise aufgrund größerer Schichtneigungen im Hangenden, können für die DMO-Prozesse allerdings ein Problem werden. Es sei an dieser Stelle angemerkt, daß die neuen Entwicklungen der Reflexions-DMO dazu geführt haben, daß man die hier beschriebene Version der Reflexions-DMO in der neueren Literatur (hier aber nicht) manchmal als „constant velocity DMO“ bezeichnet.

3.2.1.3 Die CMP-Refraktionsseismik ohne DMO-Korrektur

Mit einer Sortierung der Seismogramme nach ihrer CMP-Koordinate bezweckt man auch in der CMP-Refraktionsseismik eine Fokussierung auf gemeinsame Abschnitte der Refraktionshorizonte, s. Abb. 3.5. Die CMP-Sortierung erlaubt, wie auch in der CMP-Reflexionsseismik, bei geringer Schichtneigung die näherungsweise Annahme söhligler Schichtgrenzen. Durch die Zuordnung der Ergebnisse der Geschwindigkeitsbestimmung und der Stapelung auf die CMP-Koordinate impliziert man einen Bezugspunkt auf dem Refraktionshorizont, obwohl die refraktierten Strahlen der Refraktionssignale einer CMP-Familie einen ausgedehnten Bereich auf dem Refraktionshorizont durchlaufen haben. Der Bezugspunkt im Fall n söhligler Schichten ist der vertikal unterhalb des CMP gelegene Punkt auf dem Refraktionshorizont. Er wird in der Folge auch als *Refraktionspunkt* bezeichnet.

Als einfaches Anschauungsmodell dient, wie in Abschn. 3.2.1.1, der 2-Schichtenfall mit planarer um α geneigter Schichtgrenze und konstanten Schichtgeschwindigkeiten v_1 und

CMP-Geometrie der refraktierten Strahlen

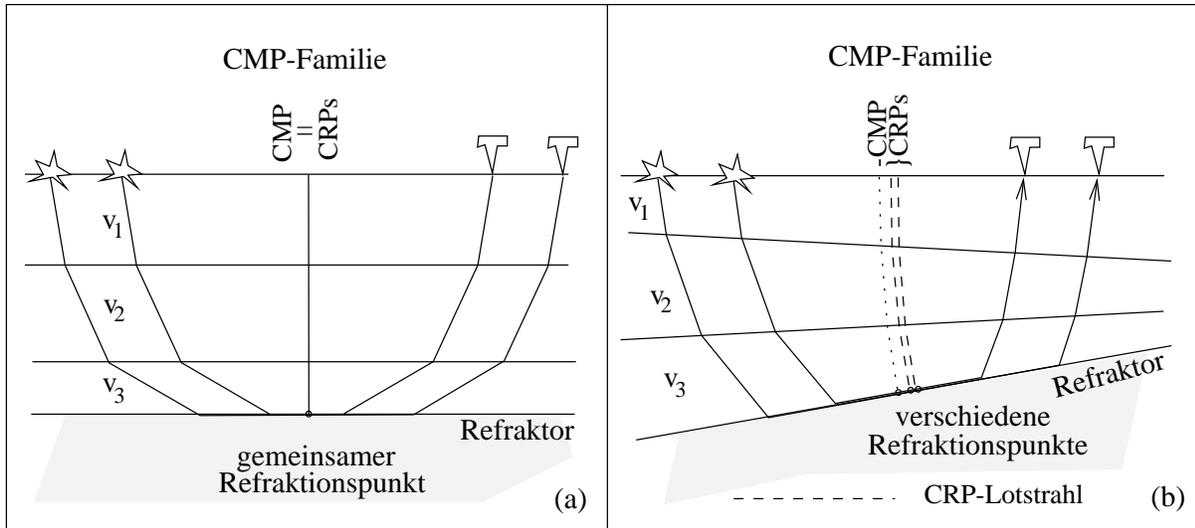


Abbildung 3.5: CMP-Refraktionsseismik bei söhlichen (a) und geneigten (b) Schichtgrenzen. Durch die CMP-Sortierung der Seismogramme fokussiert man auf gemeinsam durchlaufene Refraktionshorizontabschnitte. Im Fall geneigter Schichten wird diese Fokussierung verschlechtert. Nimmt man den Mittelpunkt der durchlaufene Refraktionshorizontabschnitte als Bezugspunkt (Refraktionspunkt), kommt es ähnlich wie in der Reflexionsseismik zu einem Refraktionspunktversatz bei geneigten Schichtgrenzen. Der Oberflächenpunkt des im Refraktionspunkt reflektierten Lotstrahls bezeichnet man als Common-Refraction-Point oder kurz CRP.

v_2 (s. Abb. 3.6):

$$t^{cmp} = \tau^{cmp} + \frac{1}{V^{cmp}} \Delta \quad (3.12)$$

$$\text{mit } \tau^{cmp} = \frac{2h_1^{cmp}}{v_1} \cos(i_c) \\ = t_0^{cmp} \cos(i_c)$$

$$\text{und } V^{cmp} = \frac{v_2}{\cos(\alpha)}. \quad (3.13)$$

Der Kehrwert der Steigung der Geraden V^{cmp} ist die CMP-Stapelgeschwindigkeit des linearen Laufzeitasts. Sie ist in der CMP-Refraktionsseismik gleich der CMP-Scheingeschwindigkeit (Kehrwert der Steigung der CMP-Laufzeitkurve). Um die Konsistenz zur Nomenklatur der Literatur der CMP-Refraktionsseismik nach Gebrande (1986) zu wahren, wird auch in dieser Arbeit die Steigung der Geraden als CMP-Scheingeschwindigkeit bezeichnet.

Wie in der CMP-Reflexionsseismik (Gl. 3.7) ist die CMP-Scheingeschwindigkeit eine Funktion des Cosinus des Neigungswinkels α und bei kleiner Schichtneigung gilt näher-

rungsweise:

$$\cos(\alpha) \approx 1.$$

Die Gl. 3.12 wird näherungsweise zur Gleichung für eine söhliche Schichtgrenze, aus der die physikalische Wellenausbreitungsgeschwindigkeit des Liegenden v_2 direkt bestimmt werden kann. Die Geschwindigkeit des Hangenden v_1 ist durch die Steigung der Direkten Welle bestimmbar. Mit den Geschwindigkeiten und der Interceptzeit ist somit auch die Schichtmächtigkeit h_1^{cmp} der Schichtgrenze unter dem CMP bestimmt.

Die CMP-Laufzeitkurve im n-Schichtenfall mit beliebig geneigten planaren Schichtgrenzen ist nach Gebrande (1986) eine Gerade der Form:

$$t_n^{cmp} = \tau_n^{cmp} + p_n^{cmp} \Delta \quad (3.14)$$

$$= \tau_n^{cmp} + \frac{1}{V_n^{cmp}} \Delta \quad (3.15)$$

mit recht komplizierten Ausdrücken für τ_n^{cmp} und p_n^{cmp} bzw. V_n^{cmp} . Bei kleiner Schichtneigung wird die Interceptzeit τ_n^{cmp} und die CMP-Scheingeschwindigkeit V_n^{cmp} näherungsweise zu:

$$\tau_n^{cmp} \approx \sum_{i=1}^{n-1} \frac{2h_i(x_{cmp})}{v_i} \sqrt{1 - \left(\frac{v_i}{v_n}\right)^2} \quad (3.16)$$

$$V_n^{cmp} \approx v_n. \quad (3.17)$$

h_i ist die Schichtmächtigkeit der i-ten Schicht und v_i die physikalische Wellenausbreitungsgeschwindigkeit der i-ten Schicht. Man erkennt an Gl. 3.17 die sehr nützliche Eigenschaft der CMP-Refraktionsseismik, daß die CMP-Scheingeschwindigkeiten auch im n-Schichtenfall bei kleinen Schichtneigungen näherungsweise gleich den echten Wellenausbreitungsgeschwindigkeiten sind. Bei Kenntnis der Parameter der darüberliegenden Schichten können zu den Geschwindigkeiten auch Tiefen berechnet werden. In der CMP-Reflexionsseismik (s. Abschn. 3.2.1.1) können physikalische Geschwindigkeiten nur indirekt aus den Stapelgeschwindigkeiten berechnet werden. Die häufig verwendete Näherung für kleine Offsets durch die Dix-Formel kann dort u.a. zu Fehlern führen.

Für geneigte Schichtgrenzen sind die CMP-Scheingeschwindigkeiten eine Funktion der Neigungswinkel der Schichtgrenzen. In Gl. 3.16 muß man statt der vertikal nach unten gemessenen die lotrecht auf die Schichtgrenzen gemessenen Schichtmächtigkeiten einsetzen. Die neigungsabhängigen CMP-Scheingeschwindigkeiten sind nicht mehr gleich den physikalischen Geschwindigkeiten. In Analogie zur CMP-Reflexionsseismik muß man auch in der CMP-Refraktionsseismik den Gültigkeitsbereich der Näherung auf Schichtneigungen unter 10° beschränken.

Um auch größere Schichtneigungen mit der CMP-Refraktionsseismik korrekt bearbeiten zu können, soll in dieser Arbeit analog zum Konzept der Reflexions-DMO ein entsprechendes Konzept einer Refraktions-DMO entwickelt werden.

3.2.1.4 Die Refraktions-DMO

Die Refraktions-DMO wird ganz analog zum Konzept der Reflexions-DMO entwickelt. Sie soll entsprechend den linearen Dip-Moveout aus den CMP-Laufzeitkurven der Refraktierten korrigieren, damit anschließend neigungsfreie Scheingeschwindigkeiten bestimmt werden können, die ohne weitere Rechnungen direkt den physikalischen Wellenausbreitungsgeschwindigkeiten entsprechen. Auch soll die schlechtere Fokussierung auf gemeinsame Untergrundsabschnitte durch die DMO wieder verbessert werden.

Man verallgemeinert die Definition des Refraktionspunkts im Fall geneigter Schichten auf den Mittelpunkt des Wegabschnitts, den der seismische Strahl auf dem Refraktionshorizont zurücklegt, s. Abb. 3.5-(b) und Abb. 3.6. Der Oberflächenpunkt des Lotstrahls, dessen Reflexionspunkt mit dem Refraktionspunkt identisch ist, wird in Analogie zum Common Reflection-Point als *Common Refraction-Point* bezeichnet und erhält, wo er nicht mit dem Common Reflection-Point verwechselt werden kann, dieselben Initialien CRP. Der Lotstrahl heißt entsprechend *CRP-Lotstrahl* und die Lotzeit *CRP-Lotzeit*.

Begriffe für die DMO-Korrektur in der CMP-Refraktionsseismik

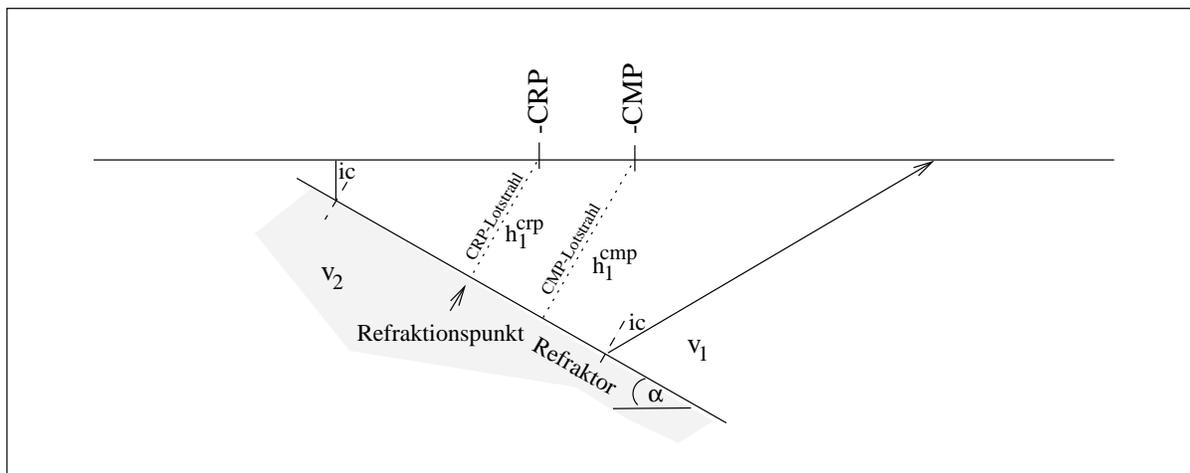


Abbildung 3.6: Das 2-Schichtenmodell wird, wie bei der Reflexions-DMO, auch für die Herleitung der Refraktions-DMO verwendet. Den Mittelpunkt des Wegstücks, den der Strahl in dem Refraktor zurücklegt, bezeichnet man als Refraktionspunkt. Den Oberflächenpunkt des Lotstrahl im Refraktionspunkt, nennt man Common Refraction Point (CRP) und den entsprechenden Strahl deshalb auch CRP-Lotstrahl. Der Lotstrahl im CMP heißt CMP-Lotstrahl. h_1^{cmp} bzw. h_1^{crp} sind in der Abb. die Mächtigkeiten unter dem CMP bzw. unter dem CRP.

Mit diesen Begriffen läßt sich das Konzept einer Refraktions-DMO analog zum Konzept der Reflexions-DMO beschreiben. LMO und Refraktions-DMO sollen ein Refraktionsignal aus der CMP-Lauf- in die CRP-Interceptzeit und räumlich vom CMP in den CRP transformieren. Die CRP-Interceptzeit läßt sich für das, der Herleitung der DMO zugrundegelegte 2-Schichtenmodell der Abb. 3.6, als die mit $\cos(i_c)$ skalierte CRP-Lotzeit

definieren. Das Konzept der DMO läßt sich auf der Basis der Grundgleichungen aus Abschn. 4.1.1 auch sinnvoll auf den n-Schichtenfall übertragen (s. dazu Abschn. 4.1.4).

Die Übertragung des erfolgreichen Konzepts aus der CMP-Reflexionsseismik erfordert eine Definition der DMO-Korrektur als Restterm nach einer LMO-Korrektur mit neigungsfreien Scheingeschwindigkeiten. Die Abtrennung des neigungsunabhängigen Anteils der Gesamtkorrektur durch LMO mit neigungsfreien Scheingeschwindigkeiten eröffnet auch in der CMP-Refraktionsseismik die Möglichkeit einer iterativen Bestimmung neigungsfreier Scheingeschwindigkeiten. Weil sich durch DMO die Profilkordinate der Refraktierten vom CMP auf den CRP ändert, bezeichnet man die Laufzeitkurven nach DMO bei gleicher Profilkordinate als CRP-Laufzeitkurven. Die Scheingeschwindigkeiten der CRP-Laufzeitkurve nennt man CRP-Scheingeschwindigkeiten. Die Bezeichnungen sollen auch verwendet werden, wenn die DMO-Korrektur mit falschen Steuerparametern durchgeführt wurde.

Das Verfahren der iterativen Geschwindigkeitsbestimmung vereinfacht sich in der CMP-Refraktionsseismik gegenüber dem in der CMP-Reflexionsseismik, weil LMO und Refraktions-DMO sich zueinander kommutativ verhalten. Die Bearbeitungssequenz aus LMO-, DMO- und inverser LMO-Korrektur ist gleich zu LMO-, inverser LMO- und DMO-Korrektur und, somit gleich einer DMO-Korrektur ohne LMO- bzw. inverser LMO-Korrektur. Nach einer DMO-Korrektur der Originaldaten mit neigungsfreien Scheingeschwindigkeiten hätte die CRP-Laufzeitkurve die Form:

$$t_n^{crp} = \tau_n^{crp} + \frac{\Delta}{V_n^{crp}}.$$

Die CRP-Scheingeschwindigkeit V_n^{crp} wäre neigungsfrei und gleich der physikalischen Wellenausbreitungsgeschwindigkeit der n-ten Schicht.

Mit den iterativ bestimmten neigungsfreien CRP-Scheingeschwindigkeiten kann man nach DMO-Korrektur ohne LMO-Korrektur entlang schräger Geraden stapeln. Man benötigt also auch für die Stapelung keine LMO-Korrektur. Die Verwendung der LMO-Korrektur bei der Darstellung des Konzepts in Abschn. 3.2.1 und der Herleitung der Grundgleichungen in Abschn. 4.1.1 soll es zumindest dem Leser vereinfachen, der die DMO aus der CMP-Reflexionsseismik bereits kennt.

Die Grundgleichungen aus Abschn. 4.1.1 basieren, wie in der Reflexions-DMO (s. Abschn. 3.2.1.2), auf einem 2-Schichtenmodell mit konstanten Geschwindigkeiten und planarer geneigter Schichtgrenze. Aus den Grundgleichungen wird in Abschn. 4.2 ein DMO-Algorithmus für die Frequenz-Wellenzahl-Darstellung der COF-Familien entwickelt werden, der die Steigung der COF-Familien im 2-Schichtenfall mit planarer geneigter Schichtgrenze und konstanten Schichtgeschwindigkeiten (s. Gebrande und Miller, 1985):

$$\begin{aligned} m_{cof} = \frac{dt}{dx_{cmp}} &= \left(\frac{dh_1}{dx_{cmp}} \right) \frac{2 \cos(i_c)}{v_1} \\ &= \frac{2 \sin(\alpha) \cos(i_c)}{v_1} \end{aligned} \quad (3.18)$$

implizit nutzt, ohne sie explizit bestimmen zu müssen.

Die Einführung eines Refraktionspunkts führt zur gleichen Behandlung des kritisch reflektierten Strahls durch die CMP-Reflexionsseismik mit DMO und durch die CMP-Refraktionsseismik mit DMO. Der Common-Reflection-Point-Lotstrahl ist für diese Nahtstelle der Refraktions- und Reflexionsseismik gleich dem Common-Refraction-Point-Lotstrahl.

3.2.2 Prozesse der CMP-Refraktionsseismik

In diesem Abschnitt sollen Konzept und Implementierung der Einzelschritte des Processings der CMP-Refraktionsseismik vorgestellt werden. Die DMO-Korrektur wird hier nur kurz abgehandelt, weil sie im nächsten Kapitel ausführlich diskutiert wird.

Die Abb. 3.7 zeigt das Bearbeitungsschema mit DMO-Korrektur in der CMP-Reflexionsseismik und die Empfehlung für die Bearbeitung der refraktierten Daten mit der Refraktions-DMO. Zunächst bestimmt man iterativ die neigungsfreien Stapelgeschwindigkeiten (s. Abb. 3.8) und invertiert diese mit Verfahren für söhliche Schichten in $v(z)$ -Funktionen. In der CMP-Reflexionsseismik korrigiert man den Normal-Moveout aus den CMP-Laufzeitkurven durch eine NMO-Korrektur mit neigungsfreien Stapelgeschwindigkeiten und einer anschließenden DMO-Korrektur. Man hat damit nicht nur den Normal-Moveout korrigiert, sondern zusätzlich auch punktgenau auf gemeinsame Reflexionspunkte fokussiert. Die Spuren einer CMP-Familie können anschließend zu gleichen Zeiten gestapelt werden. In der CMP-Refraktionsseismik korrigiert man zuerst den Dip-Moveout und verwendet dabei die neigungsfreien Stapelgeschwindigkeiten. Anschließend kombiniert man die LMO-Korrektur mit neigungsfreien Stapelgeschwindigkeiten und die horizontale Stapelung zu einer schrägen Stapelung mit neigungsfreien Stapelgeschwindigkeiten. Die Zeitkoordinate der Stapelsektion der CMP-Refraktionsseismik muß vor einem direkten Vergleich mit der Stapelsektion der CMP-Reflexionsseismik von der Intercept- in die Lotzeit transformiert werden. Die Quasi-Lotzeitsektionen der CMP-Reflexions- und CMP-Refraktionsseismik können mit Migrationsalgorithmen in lagegerechte Strukturabbilder gewandelt werden.

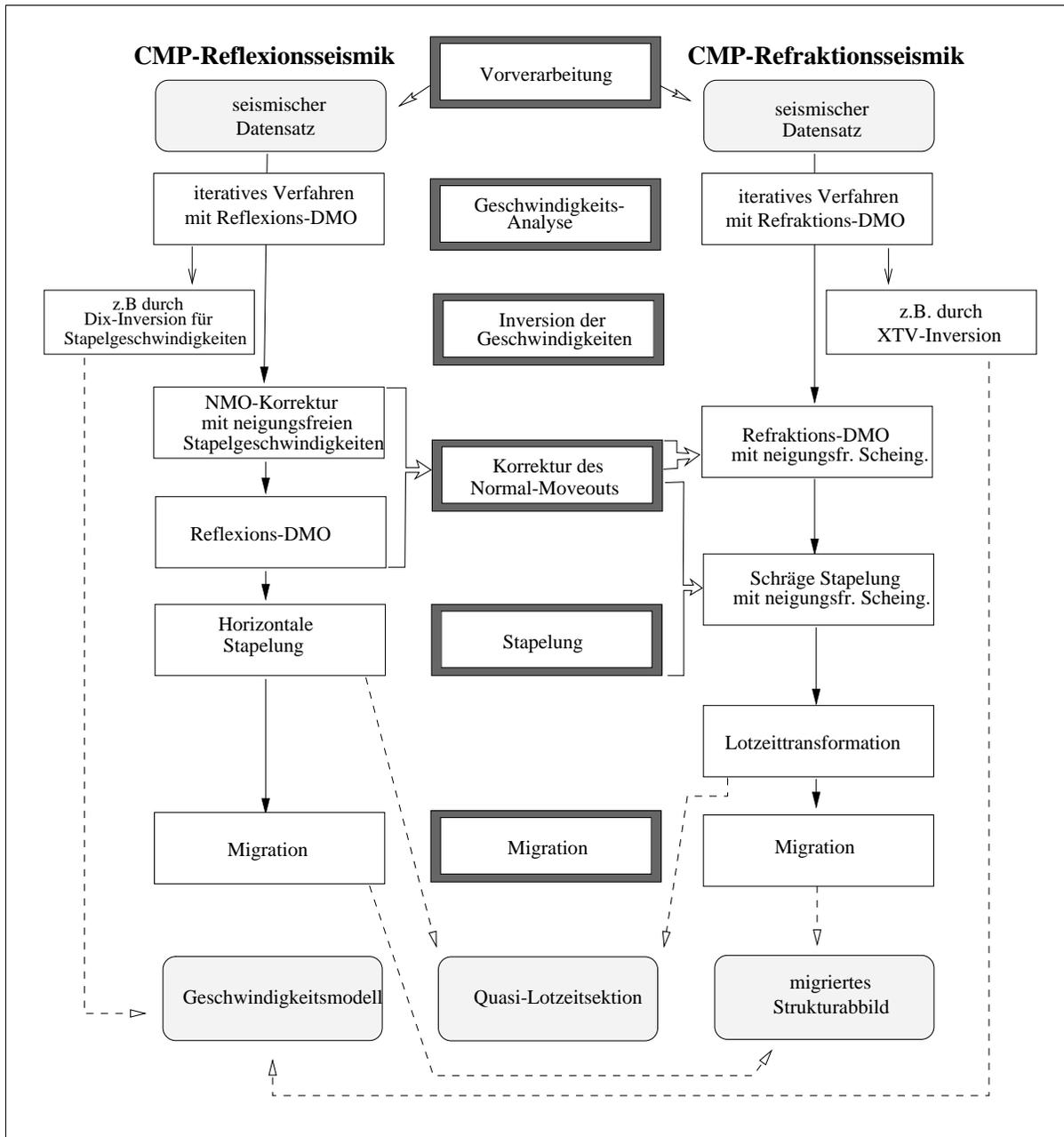


Abbildung 3.7: Processingablauf mit DMO-Korrektur in der CMP-Reflexions- und in der CMP-Refraktionsseismik. Die Vorverarbeitung der Daten beinhaltet unter anderem eine Verbesserung des Nutz/Rausch-Verhältnisses (z.B. durch Filterung und Nullsetzen großer Störampplituden), sowie statische Korrekturen auf ein einheitliches Bezugsniveau. Anschließend bestimmt man mit der DMO neigungsfreie Stapelgeschwindigkeiten (s. Abb. 3.8) und invertiert diese in $v(z)$ -Funktionen. In der CMP-Reflexionsseismik korrigiert man den Normal-Moveout der CMP-Laufzeitkurven durch eine NMO-Korrektur mit neigungsfreien Stapelgeschwindigkeiten und einer DMO-Korrektur. Anschließend stapelt man zu gleichen Zeiten (horizontale Stapelung). In der CMP-Refraktionsseismik korrigiert man zuerst den Dip-Moveout. Anschließend kombiniert man die LMO-Korrektur mit neigungsfreien Stapelgeschwindigkeiten mit der horizontalen Stapelung zu einem gemeinsamen Prozeß, indem man entlang schräger Geraden stapelt. Nach der Lotzeittransformation der Stapelsektion der CMP-Refraktionsseismik, sind die Stapelsektionen der CMP-Refraktions- und CMP-Reflexionsseismik direkt miteinander vergleichbar. Diese Quasi-Lotzeitsektionen können mit den Migrationsverfahren der Reflexionsseismik in lagegerechte Strukturabbilder gewandelt werden.

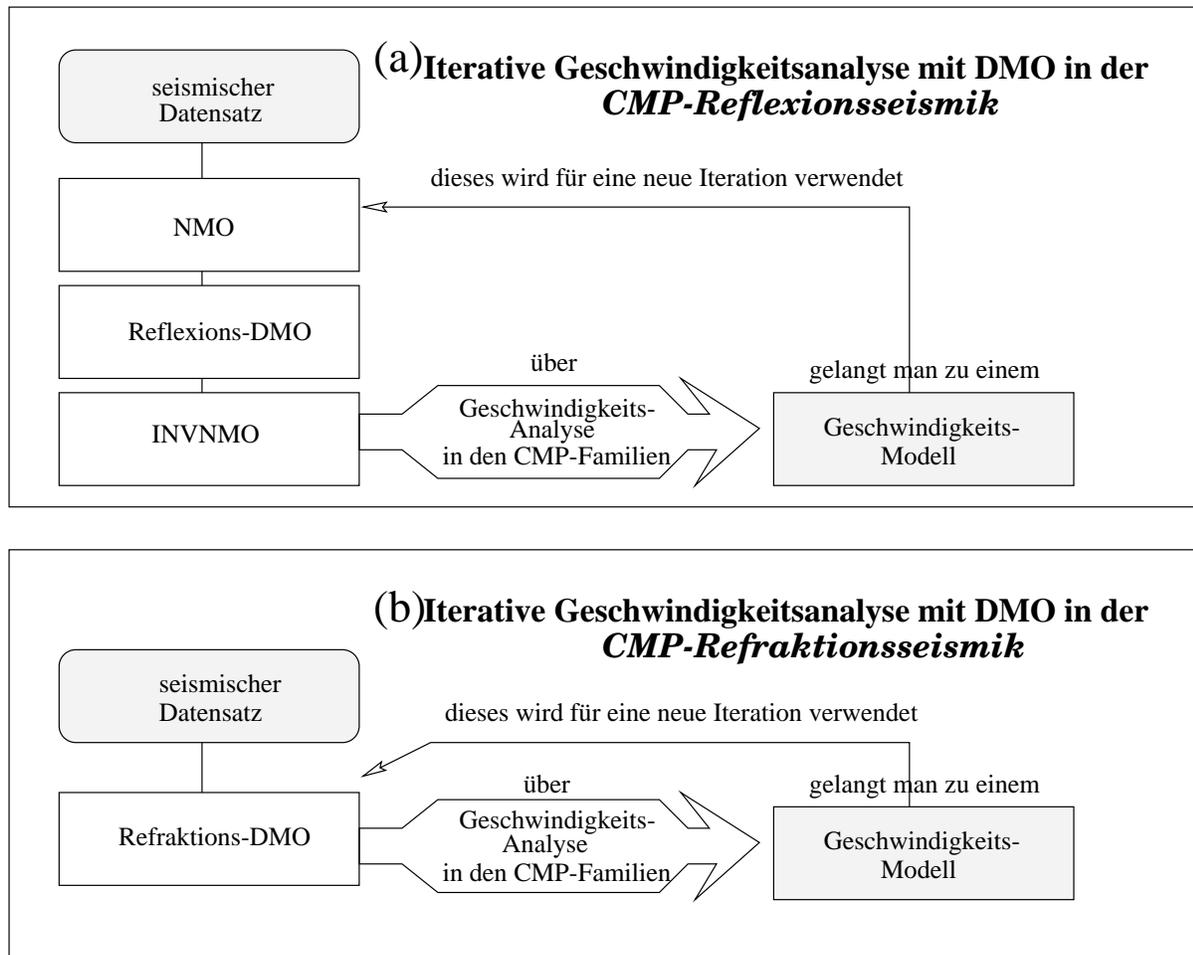


Abbildung 3.8: Konzept der iterativen Geschwindigkeitsbestimmung mit DMO in der CMP-Reflexions- und in der CMP-Refraktionsseismik. In der **CMP-Reflexionsseismik** ist die DMO als Folgeschritt auf die NMO entwickelt worden. Eine NMO-, DMO- und inverse NMO-Korrektur (INVNMO) eliminiert auch bei nicht ganz exakter NMO-Korrekturgeschwindigkeit einen Teil des Dip-Moveouts aus den CMP-Laufzeitkurven, so daß man bei einer anschließenden Geschwindigkeitsbestimmung in den CMP-Familien näherungsweise neigungsfreie Stapelgeschwindigkeiten erhält, welche als Eingabemodell für eine erneute NMO-, DMO-, INVNMO-Bearbeitung des nicht DMO-korrigierten Datensatzes verwendet werden können. Durch mehrmalige Wiederholung dieses Ablaufs verbessert man die Schätzung der neigungsfreien Stapelgeschwindigkeiten. In der **CMP-Refraktionsseismik** ist DMO vor oder nach LMO-Korrektur die gleiche Korrektur und man erhält neigungsfreie Scheingeschwindigkeiten nach einem ähnlichen Schema, wobei die Sequenz aus LMO-, DMO-, INVLMO-Korrektur einfach durch DMO ersetzt wird. Als Startmodell in der CMP-Refraktionsseismik eignen sich die neigungsabhängigen Scheingeschwindigkeiten. Die am Ende der Iteration bestimmten neigungsfreien Scheingeschwindigkeiten sind in der Refraktionsseismik echte physikalische Ausbreitungsgeschwindigkeiten.

3.2.2.1 Statische Korrekturen

Die Bearbeitungsschritte der DMO-Korrektur, der Geschwindigkeits-Analyse und der Stapelung beruhen auf der Annahme gleicher topographischer Höhen von Quelle und Aufnehmer. Da diese Situation nur selten gegeben ist, muß durch statische Korrekturen eine Messung mit gleichen topographischen Höhen der Quellen und Aufnehmer auf einem gemeinsamen Bezugsniveau simuliert werden. Die statische Korrektur ist eine Verschiebung aller Werte eines Seismogramms um einen konstanten Zeitbetrag. Er setzt sich aus dem Anteil für den Aufnehmer und dem Anteil für die Quelle zusammen. In der Refraktions-

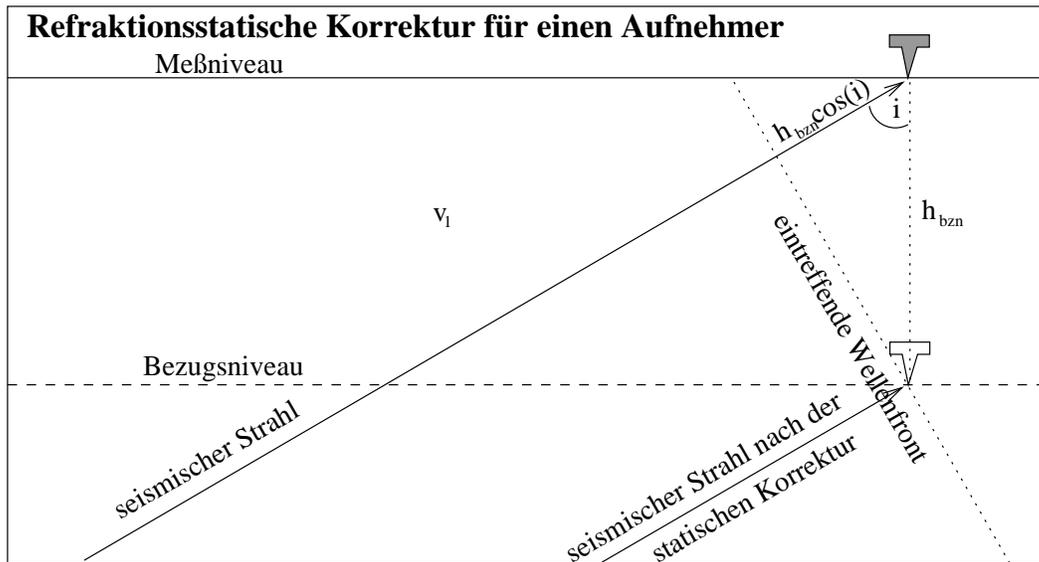


Abbildung 3.9: Graphische Darstellung der refraktionsstatischen Korrektur für einen Aufnehmer. Eine ebene Wellenfront trifft im Aufnehmer auf dem Bezugsniveau früher ein als im Aufnehmer an der Erdoberfläche. Die Laufzeitdifferenz ist die Korrekturzeit der statischen Korrektur.

seismik sind die Inzidenz- und Emergenzwinkel der seismischen Strahlen meist groß und die Näherung eines senkrecht zur Erdoberfläche einfallenden Strahls kann im Gegensatz zur Reflexionsseismik nicht gemacht werden. Die Abb. 3.9 zeigt einen seismischen Strahl, der den Aufnehmer auf dem Messniveau und einen Strahl der einen Aufnehmer auf dem Bezugsniveau in der Tiefe h_{bzn} unter dem Meßniveau erreicht. Der Laufzeitunterschied beider Strahlen beträgt:

$$\delta t = \frac{h_{bzn} \cos(i)}{v_1}. \quad (3.19)$$

Die als konstant angenommene Oberflächengeschwindigkeit v_1 gewinnt man beispielsweise aus der Analyse der Laufzeit der direkten Welle. Den Inzidenzwinkel i berechnet man mit Hilfe von v_1 aus der Scheingeschwindigkeit (s. Gl. 2.3) am Ort des Aufnehmers:

$$\sin(i) = \frac{v_1}{V}. \quad (3.20)$$

Eine korrekte Bestimmung der in Gl. 3.20 verwendeten Scheingeschwindigkeit V benötigt allerdings eine vorausgehende statische Korrektur. Das Problem wird durch einen iterativen Prozeß gelöst. Man macht eine vorläufige steilwinkelseismische statische Korrektur nach Gl. 3.19 für $i = 0^0$, um anschließend bessere Scheingeschwindigkeiten zu bestimmen. Mit diesen wird dann eine erneute, verbesserte statische Korrektur nach Gl. 3.19 und Gl. 3.20 berechnet. Die statische Korrektur für die Schüsse verläuft analog zu denen der Aufnehmer.

Bei großen topographischen Variationen ist eine statische Korrektur des gesamten Datensatzes auf ein einheitliches Bezugsniveau, ohne Vorkenntnisse des Geschwindigkeitsmodells, nicht zu realisieren. Ein mögliches Konzept in einem solchen Fall beschreibt Winkelmann (1996). Er teilt die statische Korrektur in eine statische Vorkorrektur und eine endgültige statische Korrektur auf. Die statischen Vorkorrekturen korrigieren die Spuren innerhalb einer CMP-Familie auf ein lokales Bezugsniveau. Die Bezugsniveaus der CMP-Familien müssen dabei nicht gleich sein. Die Analyse statisch vorkorrigierter CMP-Familien liefert ein vorläufiges Geschwindigkeitsmodell, welches für eine statische Korrektur auf ein einheitliches Bezugsniveau für alle CMP-Familien verwendet werden kann.

Die DMO-Korrektur in der CMP-Refraktionsseismik kann erst nach der endgültigen statischen Korrektur angewendet werden, weil sie eine Korrektur in COF-Familien ist und ein einheitliches BZN für den Überdeckungsbereich der COF-Familien benötigt.

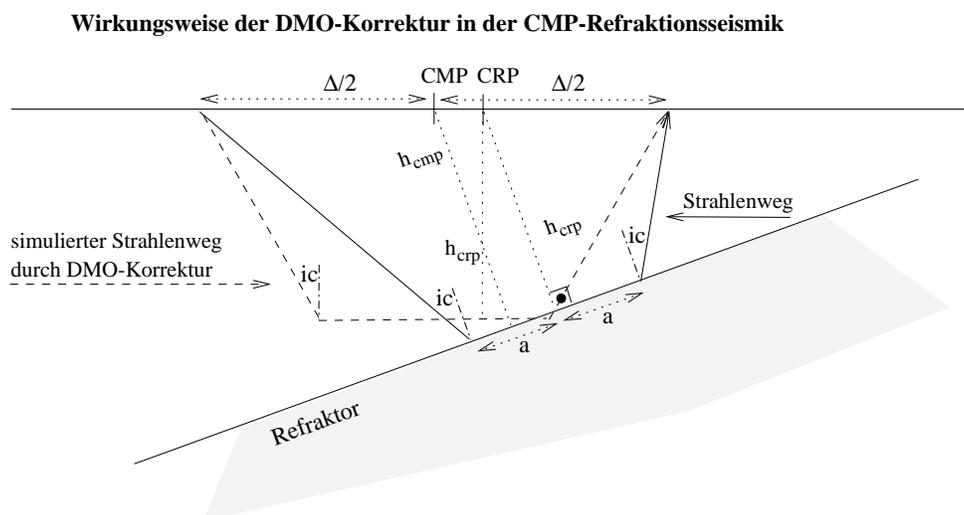


Abbildung 3.10: Wirkungsweise der DMO-Korrektur. Mit einer DMO-Korrektur verfolgt man zwei Absichten: (1.) Eine verbesserte Fokussierung auf gemeinsame Refraktionshorizontabschnitte durch Translation des Refraktionsignals vom CMP zum CRP und (2.) eine Korrektur des Dip-Moveouts aus den CMP-Laufzeitkurven. Durch DMO wird ein seismischer Strahlenweg eines an einem söhligem Refraktionshorizont der Schichtmächtigkeit h_{crp} refraktierten Strahls simuliert. h_{crp} ist die Mächtigkeit des Refraktionshorizontes unter dem Common-Refraction-Point (CRP), wobei h_{cmp} die Schichtmächtigkeit unter dem CMP ist.

3.2.2.2 DMO-Korrektur

Die DMO-Korrektur mit neigungsfreien Scheingeschwindigkeiten eliminiert den Dip-Moveout und schafft eine bessere Fokussierung auf gemeinsame Refraktorabschnitte durch Korrektur der Profilkordinate vom CMP auf den CRP. Mit DMO wird ein Strahlenverlauf eines an einer söhligem Schichtgrenze refraktierten Strahls simuliert (s. Abb. 3.10).

Die neigungsfreien Scheingeschwindigkeiten werden nach Abb. 3.8 iterativ bestimmt und können zur Wandlung in ein $v(z)$ -Modell bzw. nach Abb. 3.7 für die schrittweise Wandlung des Datensatzes in ein Strukturmodell verwendet werden.

Die implementierte Refraktions-DMO ist eine Korrektur, die auf die Frequenz-Wellenzahl-Darstellung der COF-Familien wirkt. Die Seismogramme müssen vor DMO nach ihrer Offset-Koordinate sortiert werden. Vor Anwendung der DMO ist darauf zu achten, daß kein Aliasing nach Abschn. 3.1.2.1 bzw. Abschn. 3.1.2.2 auftreten kann. In den COF-Familien besteht in besonderem Maße die Gefahr von räumlichen Aliasing. Ein zu grober Spurabstand kann nach Yilmaz (1987, S. 434) durch intelligente Spurinterpolation verkleinert werden. Genaueres zur DMO findet man im Kapitel 4.

3.2.2.3 Geschwindigkeitsbestimmung mit der lokalen τ - p -Transformation

Die Bestimmung der Scheingeschwindigkeit V eines Refraktionssignals im Offset Δ und der Laufzeit t ist für die Gewinnung eines Geschwindigkeit-Tiefen-Modells (Abschn. 3.2.2.4), und somit auch für den gesamten Weg der Wandlung des Datensatzes in ein Strukturmodell, notwendig. Die Geschwindigkeitsbestimmung erfolgt in CMP-Familien. Die Scheingeschwindigkeiten werden in der vorliegenden Arbeit mit Hilfe der τ - p -Transformation bestimmt. Die τ - p -Transformation transformiert ein seismisches Wellenfeld aus dem

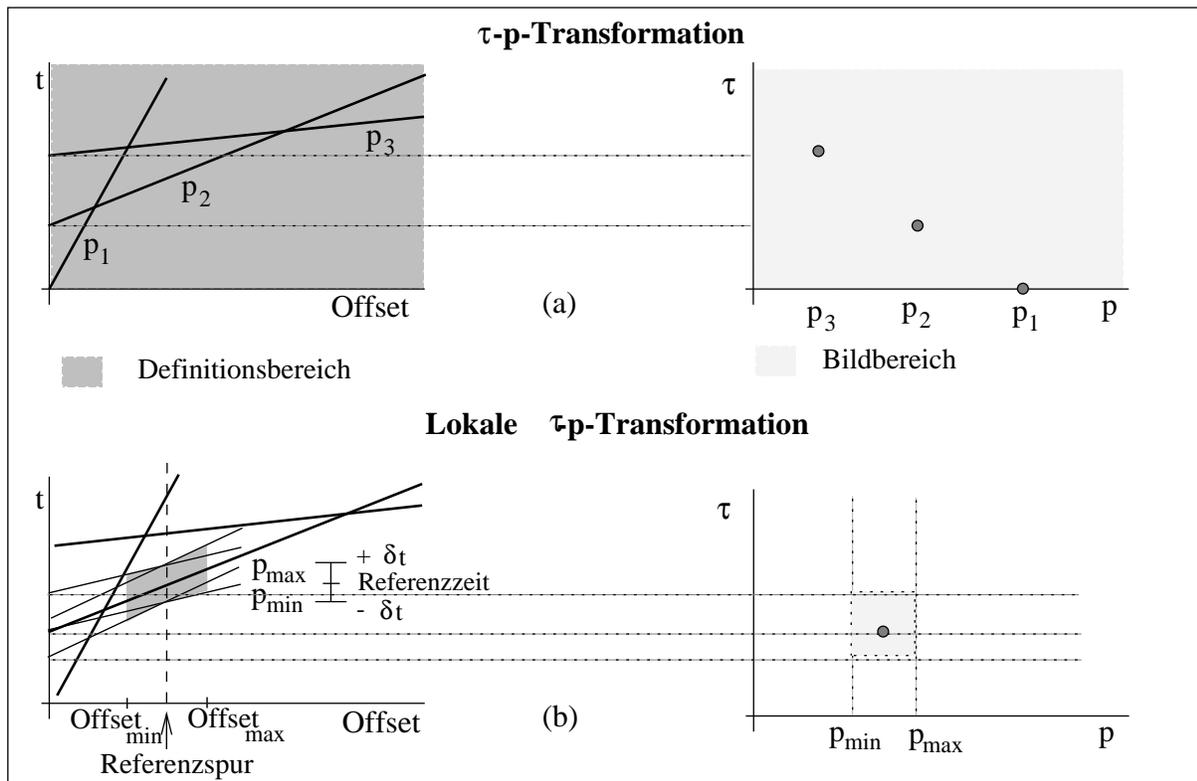


Abbildung 3.11: Prinzip der τ - p -Transformation und der lokalen τ - p -Transformation, die durch geeignete Beschränkung des Definitionsbereichs und der Transformationsparameter aus der τ - p -Transformation hervorgeht. Durch eine Beschränkung von Δ , t und p ist auch τ und somit der Bildbereich beschränkt.

Zeit-Ort-Bereich (kurz t - x -Bereich) in den Interceptzeit-Strahlparameter-Bereich (kurz τ - p -Bereich). Die mathematische Beschreibung der τ - p -Transformation für kontinuierliche Funktionen $A(x, t)$ lautet (Durrani und Bisset, 1984):

$$U(p, \tau) = \int_{-\infty}^{\infty} A(x, px + \tau) dx \quad (3.21)$$

mit $t(x) = px + \tau$.

Die τ -p-Transformation ist eine Integration entlang von Geraden.

Ein linearer Refraktionseinsatz, entlang der Geraden

$$t(x) = p_1 x + \tau_1 \quad (3.22)$$

in einem Wellenfeld $A(x,t)$, hat im τ -p-Bereich bei $p = p_1$ und $\tau = \tau_1$ ein Maximum. Im τ -p-Bereich lassen sich folglich lineare Elemente der Laufzeitkurve durch Bestimmung der Maxima identifizieren. Weil das Ergebnis der τ -p-Transformation stark durch andere Wellenphasen gestört werden kann, ist es sinnvoll, zur Geschwindigkeitsanalyse nur einen Teilbereich um die Refraktionseinsätze zu transformieren. Man nennt eine τ -p-Transformation mit beschränktem Definitionsbereich lokale τ -p-Transformation.

Bei der *lokalen τ -p-Transformation* beschränkt man den Definitionsbereich auf eine lokale Umgebung in x und t eines Referenzsignals im Ort x_{ref} in einer Weise, daß auch der Bildbereich in τ und p beschränkt ist, s. Abb. 3.11.

Mathematisch läßt sich die lokale τ -p-Transformation eines Wellenfeldes $A(x,t)$ wie folgt schreiben:

$$U(p, \tau) = \int_{x_{min}}^{x_{max}} A(x, px + \tau) dx \quad (3.23)$$

$$\text{mit } x \in [x_{min}, x_{max}] \quad (3.24)$$

$$\text{und } t(x_{ref}) \in [t_{ref} - \delta t, t_{ref} + \delta t]$$

$$\text{sowie } p \in [p_{min}, p_{max}]$$

$$\text{wobei } t(x) = px + \tau$$

Die Zeit t_{ref} ist der Mittelpunkt eines um das Referenzsignal positionierten Zeitfensters. Mit der Beschränkung der Parameter x, t und p ist auch die Interceptzeit τ beschränkt, $\tau \in [\tau_{min}, \tau_{max}]$ mit

$$\begin{aligned} \tau_{min} &= t_{min} - p_{max} x_{ref} \\ \tau_{max} &= t_{max} - p_{min} x_{ref} \end{aligned} \quad (3.25)$$

Durch die Beschränkung des Definitionsbereichs in der lokalen τ -p-Transformation auf eine lokale Umgebung des Referenzsignals, kann der Strahlparameter und die Interceptzeit durch Bestimmung des Maximums der Funktion $U(p, \tau)$ relativ störungsfrei von anderen Wellenphasen bestimmt werden. Strahlparameter und Interceptzeit des Maximums der τ -p-Funktion $U(p, \tau)$ werden bei der *Geschwindigkeitsbestimmung mit konstanter Fensterbreite* dem zentralen Referenzsignal und bei der *Geschwindigkeitsbestimmung mit variabler Fensterbreite* allen Signalen eines linearen Laufzeitkurvenelements zugeschrieben.

Statt der Stapelamplitude $U(p, \tau)$ können auch andere Kohärenzkriterien für eine modifizierte τ -p-Transformation verwendet werden. Winkelmann (1996) diskutiert u.a. die Verwendung der Semblance (s. Winkelmann, 1996, Gl. 3.12) und der modifizierten Semblance, die sich durch Multiplikation der Semblance mit der Spuranzahl des Zeit-Ort-Bereichs ergibt (s. Winkelmann, 1996, Gl. 3.13). Mit der modifizierten Semblance soll ein

Vergleich der τ - p -Sektionen bei unterschiedlicher Anzahl der Spuren im Zeit-Ort-Bereich verbessert werden. Sie wird bei der Geschwindigkeitsbestimmung mit der Methode mit variabler Fensterbreite (s. Abschn. 3.2.2.3) und bei der Bestimmung der räumlichen Fensterbreite bei der Stapelung (s. Abschn. 3.2.2.5) verwendet.

Bestimmung der Geschwindigkeiten mit konstanter Fensterbreite Eine Bestimmung der Geschwindigkeiten mit der Methode der konstanten Fensterbreite kann bei guter Datenqualität auch kleine Änderungen der Steigung der Laufzeitkurve erfassen. Dieses Verfahren eignet sich in besonderem Maße zur Geschwindigkeitsbestimmung für eine anschließende Inversion in ein Geschwindigkeits-Tiefen-Modell. Die Geschwindigkeitsbestim-

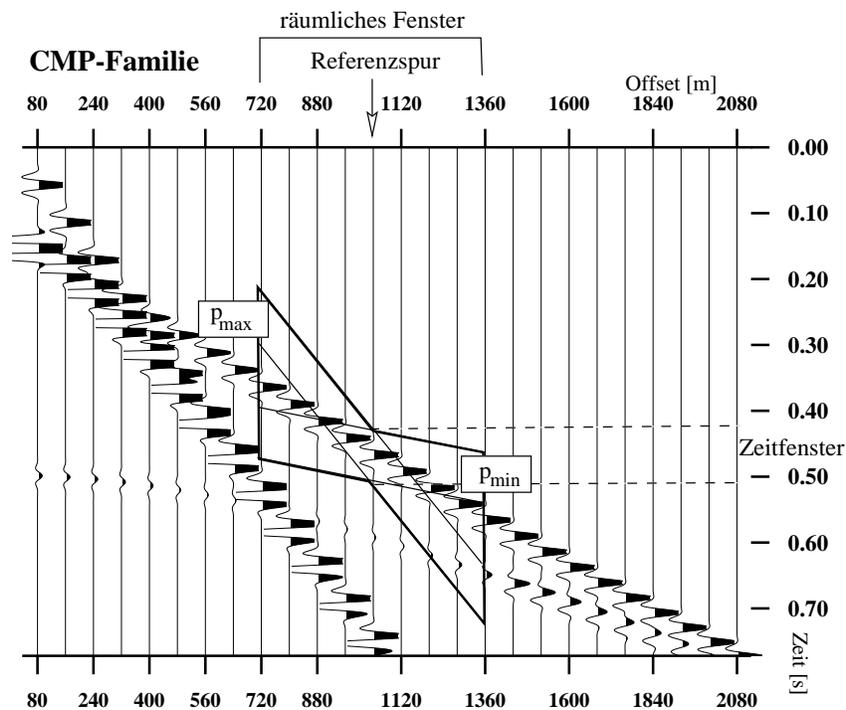


Abbildung 3.12: Zur Geschwindigkeitsbestimmung mit konstanter Fensterbreite. Für die Geschwindigkeitsbestimmung eines Referenzsignals, wird bei der Methode mit konstanter Fensterbreite nur die Laufzeitkurve in der lokalen Umgebung des Referenzsignals analysiert. Man beschränkt den räumlichen Bereich (räumliche Fensterbreite) und den Zeitbereich (Zeitfenster) um das Referenzsignal und variiert den Strahlparameter um einen mittleren Wert. Die Steigung der Geraden mit der maximalen Kohärenz bestimmt die Scheingeschwindigkeit des Referenzsignals.

mung mit der lokalen τ - p -Transformation erfolgt spurweise von kleinen zu großen Offsets. Für jede Spur wird die lokale Umgebung eines Referenzsignals in den τ - p -Bereich transformiert und durch Bestimmung des Maximums τ und p der Laufzeitkurve am Ort des Referenzsignals bestimmt. Sowohl das räumliche, wie auch das zeitliche Fenster, werden

symmetrisch um das Referenzsignal positioniert (s. Abb. 3.12). Der Algorithmus beginnt bei der Spur mit dem kleinsten Offset Δ_{min} , für welche eine Laufzeit zur Positionierung des Zeitfensters um ein Referenzsignal vorgegeben wird. Bei $\Delta_{min} = 0m$ ist die Laufzeit des Referenzsignals der direkten Welle = 0 s.

Aus dem ermittelten Strahlparameter und der Interceptzeit der lokalen τ -p-Transformation für den Ersteinsatz des ersten Seismogramms schätzt das Programm die Laufzeit des Referenzsignals auf der Nachbarspur. Die geschätzte Laufzeit des Ersteinsatzes der 2-te Spur wird zur Positionierung des Zeitfensters für eine erneute lokale τ -p-Transformation verwendet, aus der τ und p für die 2-te Spur bestimmt werden, welche wiederum für die Positionierung des Zeitfensters auf der 3-te Spur verwendet werden können usw.. Wurden im Processing bereits Laufzeiten der Ersteinsätze bestimmt, können diese jeweils zur Positionierung des Zeitfensters genutzt werden. Die Kohärenzwertberechnung erfolgt entlang von Geraden und führt zu einer Mittelung der Scheingeschwindigkeiten im Bereich des räumlichen Fensters um das Referenzsignal. Um auch kleinräumige Änderungen der Scheingeschwindigkeiten zu erfassen, muß das räumliche Fenster entsprechend klein gewählt werden. Bei stark verrauschten Daten führt ein großes räumliches Fenster allerdings zu einem stabileren Ergebnis.

Bestimmung der Geschwindigkeiten mit variabler Fensterbreite Die Bestimmung der Geschwindigkeiten mit variabler Fensterbreite erlaubt neben der Bestimmung der Scheingeschwindigkeiten auch eine Einteilung der Laufzeitkurve in Abschnitte mit ähnlichen Scheingeschwindigkeiten. Eine solche Einteilung der Laufzeitkurve in geradlinige Teilstücke ist ein wichtiger vorbereitender Schritt für die Stapelung. Zur Bestimmung kleiner lokaler Unterschiede in der Scheingeschwindigkeit ist dieses Verfahren nicht geeignet. Auch für die Bestimmung der Geschwindigkeiten mit variabler Fensterbreite wird, wie

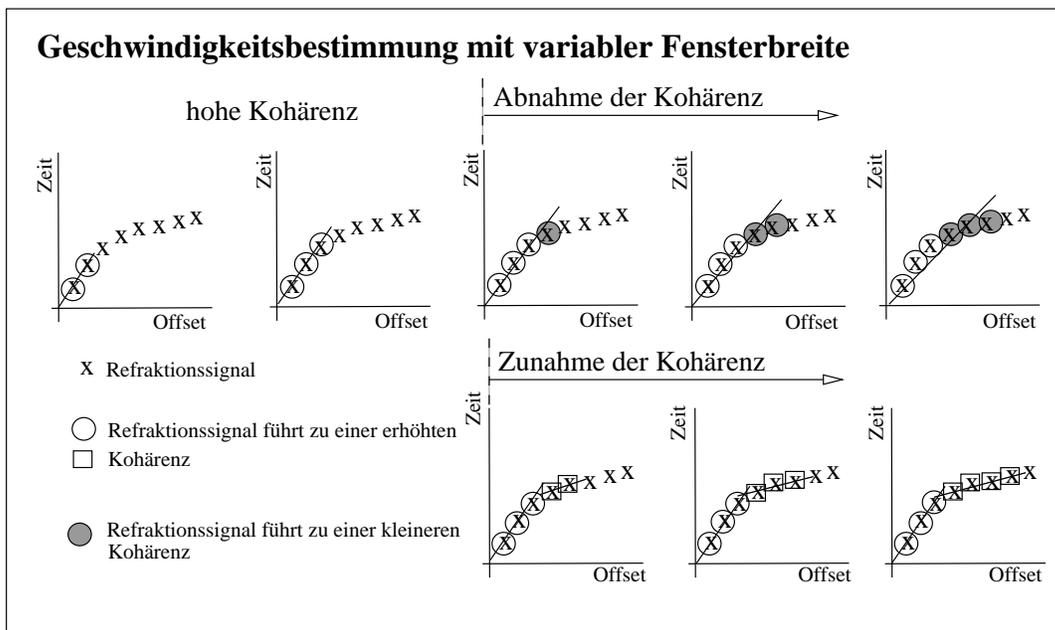


Abbildung 3.13: Prinzip der Bestimmung der Fensterbreite bei der Geschwindigkeitsbestimmung mit variabler Fensterbreite im Wellenfeld der CMP-Familien. Die untere Intervallgrenze bleibt fest, während die Fensterbreite schrittweise wächst. In jedem Teilschritt wird eine am besten angepasste Gerade durch Vergleich der Kohärenzwerte in der τ -p-Sektion gesucht. Der Vergleich der Kohärenzwerte der am besten angepassten Geraden, von einem Teilschritt zum nächsten, entscheidet über die Geradlinigkeit eines Laufzeitelements. Zum Vergleich bei einer variierenden Anzahl von Spuren, sollte man die modifizierte Semblance verwenden (s. Winkelmann, 1996, Gl. 3.13). Eine über mehrere Teilschritte anhaltende Verschlechterung der Kohärenz führt zum Umsetzen der unteren Intervallgrenze auf die Spur, bei der die Verschlechterung der Kohärenz begann (hier 4-te Spur).

im Verfahren mit konstanter Fensterbreite, die lokale τ -p-Transformation verwendet. Der Unterschied besteht in der automatischen Anpassung der räumlichen Fensterbreite wie im Schema der Abb. 3.13 gezeigt. Der Ort des Referenzsignals, um welches das Zeitfenster positioniert wird, ist die Spur der unteren Intervallgrenze des lokalen räumlichen Fensters. Das räumliche Fenster wird also nicht wie bei der Methode der Geschwindigkeitsbestimmung mit konstanter Fensterbreite symmetrisch um das Referenzsignal positioniert. Man beginnt mit einer unteren festen Intervallgrenze Δ_{min} bei der Spur mit dem kleinsten Off-

set und einer passend gewählten minimalen räumlichen Fensterbreite und bestimmt mit Hilfe der lokalen τ - p -Transformation den Strahlparameter p und die Interceptzeit τ der Laufzeitgeraden. Als Gütemaß der Anpassung verwendet man den Kohärenzwert entlang der durch p und τ festgelegten Geraden. Für einen Kohärenzvergleich bei unterschiedlicher Spuranzahl sollte man die modifizierte Semblance nach Winkelmann (1996, Gl. 3.13) verwenden. In der Abb. 3.13 werden die Signale im Wellenfeld der CMP-Familie durch Kreuze symbolisiert. Im nächsten Schritt erhöht das Verfahren die obere Intervallgrenze um eine zusätzliche Spur und bestimmt erneut Strahlparameter, Interceptzeit und Kohärenzwert der optimal angepassten Laufzeitgeraden usw.. Liegen die neu hinzu gekommenen Signale in etwa alle entlang einer Geraden, variiert der Kohärenzwert um einen Mittelwert. Beginnt jedoch ein neues Teilstück der Laufzeitkurve, verschlechtert sich die Kohärenz mit zunehmender Fensterbreite. Eine über mehrere Teilschritte (in Abb. 3.13 sind es drei) geringere Kohärenz führt zur Umsetzung der unteren Intervallgrenze auf das Signal, bei dem zuerst die Verschlechterung der Kohärenz begann (in Abb. 3.13 das vierte Signal). Die Fensterbreite wird wieder auf einen minimalen Startwert gesetzt und der Prozeß beginnt von neuem.

Ein solches Verfahren erkennt die Knickpunkte der Laufzeitkurve und bestimmt für jeden Abschnitt die mittlere Scheingeschwindigkeit und die zugeordnete Interceptzeit.

3.2.2.4 Tiefeninversion der Stapelgeschwindigkeiten

Die Inversion der Wertetripel aus Scheingeschwindigkeit V , Offset Δ und Laufzeit t in Geschwindigkeitstiefenfunktionen $v(z)$ beruht auf dem Prinzip des seismischen Strippings. Man beginnt mit dem ΔtV -Tripel mit dem kleinsten Offset Δ und berechnet mit einem der drei Verfahren:

- Dix-Inversion,
- Gradienten-Inversion und
- Interceptzeit-Inversion

die Geschwindigkeitsverteilung einer Schicht und die Mächtigkeit h_1 der Schicht. Welches der drei Verfahren zur Inversion verwendet wird, muß über geeignete Auswahlkriterien entschieden werden (s.u.). Nun werden die Laufzeiten und Offsets der anderen Wertetripel mit Hilfe der Geschwindigkeitsverteilung auf das Tiefenniveau h_1 korrigiert. Man berechnet anschließend mit dem korrigierten ΔtV -Tripel mit der nächst höheren Scheingeschwindigkeit die Geschwindigkeitsverteilung der Schicht, sowie deren Mächtigkeit h_2 . Die t und Δ Werte der verbleibenden Wertetripel werden auf das neue Tiefenniveau korrigiert. Auf diese Weise arbeitet man sich schrittweise durch die ΔtV -Tripel einer CMP- bzw. CRP-Familie und erhält eine $v(z)$ -Funktion. Durch das Verfahren können auch Niedriggeschwindigkeitszonen erkannt werden (Gebrande, 1986).

Die Verwendung der DMO-Korrektur simuliert auch im Fall einer geneigten planaren Schichtgrenze quasi 1-dimensionale Verhältnisse für die CRP-Familien, wodurch der Einsatz dieser 1-dimensionalen Inversionsverfahren auch im Fall einer geneigten Schichtgrenze möglich wird. Man muß allerdings beachten, daß die lotrecht auf die Schichtgrenzen gemessenen Mächtigkeiten h und nicht etwa die vertikal nach unten gemessene Tiefe z berechnet werden.

Im folgenden soll für jedes der drei zur Inversion verwendeten Verfahren beschrieben werden, wie man damit die Geschwindigkeitsverteilung im 2-Sichtenfall berechnet. Anschließend wird erklärt, wie man die drei Verfahren zu einem gemeinsamen Verfahren kombiniert. Unter dem Offset Δ und der Laufzeit t versteht man im Strippingprozeß die auf die Tiefe der Schichtgrenze korrigierte Restlaufzeit und Restentfernung.

Dix-Inversion Die Dix-Inversion beruht auf der Laufzeitfunktion für reflektierte Strahlen im Fall einer Schicht mit konstanten Geschwindigkeiten über einem söhligem Reflexionshorizont. Sie ergibt sich aus einer Modifikation der Formel von Dix (1955). Die Mächtigkeit h und die Geschwindigkeit \bar{v} der Schicht berechnet man aus der Scheingeschwindigkeit V in der Auftauchentfernung Δ zur Zeit t wie folgt:

$$h = \frac{\Delta}{2} \sqrt{\frac{Vt}{\Delta} - 1} \quad (3.26)$$

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{V\Delta}{t}}. \quad (3.27)$$

Die Geschwindigkeit \bar{v} entspricht bei nicht konstanten Geschwindigkeiten einer Durchschnittsgeschwindigkeit.

Für die Geschwindigkeit an der Ober- und Unterkante der Schicht (v_o bzw. v_u) gilt:

$$\begin{aligned} v_o &= \bar{v} \\ v_u &= \bar{v}. \end{aligned}$$

Interceptzeit-Inversion Die Interceptzeit-Inversion basiert auf der Laufzeitfunktion für refraktierte Strahlen im Zweischichtfall mit konstanten Geschwindigkeiten v_1 und v_2 . Mit Hilfe der ΔtV -Tripel und der daraus zu berechnenden Interceptzeit τ ,

$$\tau = t - \frac{\Delta}{V} \quad (3.28)$$

bestimmt man die Schichtmächtigkeit wie folgt:

$$h = \frac{\tau}{2\sqrt{\left(\frac{1}{v_1}\right)^2 - \left(\frac{1}{V}\right)^2}}. \quad (3.29)$$

Die dafür benötigte Geschwindigkeit v_1 gewinnt man im 2-Schichtenfall aus der Scheingeschwindigkeit der direkten Welle. Beim Strippingprozeß im n-Schichtenfall setzt man für v_1 die Geschwindigkeit an der Unterkante des angrenzenden Hangenden der beiden Schichten.

Man könnte für die Geschwindigkeiten der Schicht von der Oberkante bis in die Tiefe h

$$v_o = v_1 \quad (3.30)$$

$$v_u = v_1 \quad (3.31)$$

setzen, mit einem Geschwindigkeitssprung in der Tiefe h von v_1 auf V . In der ΔtV -Inversion wird jedoch anders verfahren. Man nimmt nur einen Teil der berechneten Schichtmächtigkeit (z.B. 99 % von h), setzt für diesen Bereich die Geschwindigkeit $v = v_1$, korrigiert t und Δ auf das neue Tiefenniveau, und berechnet aus der verbliebenen Restlaufzeiten und Restentfernung mit der Gradienteninversion oder mit der Dix-Inversion die Mächtigkeit, sowie die Geschwindigkeitsverteilung für den unteren Teil der Schicht.

Gradienteninversion Die Gradienteninversion basiert auf der Laufzeitfunktion der Tauchwellen bei konstantem Geschwindigkeitsgradienten a . Aus den kinematischen Gleichungen für den Tauchstrahl in einer Schicht mit der Geschwindigkeitsverteilung $v(z) =$

$a \cdot z + v_0$ ($a = \text{const.}$)

$$\Delta(V) = \frac{2}{a} \sqrt{V^2 - v_0^2} \quad (3.32)$$

$$t(V) = \frac{2}{a} \text{arch}\left(\frac{V}{v_0}\right) \quad (3.33)$$

berechnet man aus der Scheingeschwindigkeit V in der Auftauchentfernung Δ zur Zeit t , numerisch die Geschwindigkeit v_0 und daraus mit

$$h = \frac{\Delta}{2} \sqrt{\frac{V - v_0}{V + v_0}}, \quad (3.34)$$

die Eindringtiefe h des Tauchstrahls mit der Scheingeschwindigkeit V . Sie ist bekanntlich gleich der Ausbreitungsgeschwindigkeit im Umkehrpunkt des Tauchstrahls.

Für die Geschwindigkeit an der Ober- und Unterkante der Schicht gilt:

$$\begin{aligned} v_o &= v_0 \\ v_u &= V. \end{aligned}$$

Kombinierte ΔtV -Inversion mit Interceptzeiterweiterung Die Kombination der Dix- und Gradienteninversion von Gebrande (1986) wurde bei Winkelmann (1996) für die Inversion von Ersteinsätzen um das Interceptzeit-Verfahren erweitert, um Diskontinuitäten im $v(z)$ -Verlauf weiter erkennen zu können. Bei der hier verwendeten Version der ΔtV -Inversion nimmt man an, daß die Scheingeschwindigkeiten mit zunehmendem Offset zunehmen. Man invertiert deshalb die ΔtV -Tripel in der Reihenfolge mit zunehmendem Offset Δ .

In der kombinierten Version aller drei Verfahren muß nach bestimmten Kriterien entschieden werden, welche der drei das geeignete Verfahren für das zu invertierende ΔtV -Tripel ist. Die Auswahl erfolgt nach folgenden Kriterien:

- Man verwendet die Interceptzeiterweiterung, wenn die Geschwindigkeit V sprunghaft zunimmt. Der Schwellenwert der Geschwindigkeitsdifferenz ist ein Steuerparameter des Prozesses und muß vom Benutzer passend gewählt werden.
- Man verwendet die Dix-Inversion, wenn die Durchschnittsgeschwindigkeit einer Schicht (berechnet nach der Dix-Inversion) oder die Geschwindigkeit an der Oberkante der Schicht (berechnet nach der Gradienteninversion) kleiner sind, als die Geschwindigkeit direkt oberhalb der Schichtoberkante.
- Werden beide obigen Bedingungen nicht erfüllt verwendet man die Gradienteninversion.

Es ist nicht sinnvoll, alle ΔtV -Tripel zur Inversion zuzulassen. Ein einfaches Auswahlkriterium ist der Kohärenzwert aus der Bestimmung der ΔtV -Tripel, der als Qualitätskriterium der ΔtV -Werte verwendet werden kann. Der Schwellenwert der zulässigen Kohärenzwerte ist ein Eingabeparameter. Neben diesem Kriterium wird jedes ΔtV -Tripel mit dem weiteren Kurvenverlauf verglichen und verworfen, wenn die Geschwindigkeit V und die Interceptzeit τ größer sind als die Durchschnittswerte der nächsten n ΔtV -Tripel. Die Anzahl der zu mittelnden ΔtV -Tripel n ist ebenfalls ein Steuerparameter.

Man muß bei dieser Form der Auswahl der ΔtV -Tripel allerdings beachten, daß an plötzlichen Geschwindigkeitssprüngen (Knickpunkte der CMP- bzw. CRP-Laufzeitkurve) ΔtV -Tripel mit Geschwindigkeitswerten mit fehlerhaft kleinen Scheingeschwindigkeiten bei der Inversion akzeptiert werden, während fehlerhaft große V verworfen werden. Somit kann es bei der kombinierten ΔtV -Inversion bei zufälligen Schwankungen der V -Werte zu systematisch zu kleinen Geschwindigkeiten an den Sprungstellen kommen. Ändern sich die Geschwindigkeiten nur leicht und nicht sprunghaft, werden auch ΔtV -Tripel mit zu kleinen Geschwindigkeiten aussortiert, weil die Geschwindigkeiten nicht kleiner sein dürfen, als die Geschwindigkeiten des zuletzt invertierten ΔtV -Tripels.

3.2.2.5 Stapelung mit der lokalen τ -p-Transformation

Durch eine phasengerechte Addition der Signalamplituden (Stapelung) in den CMP-Familien reduziert man das Datenvolumen und erhöht das Nutz/Rausch-Verhältnis. Durch Stapelung, Lotzeittransformation, Zeitmigration und Tiefenkonversion erhält man schließlich ein lagegerechtes Abbild der refraktierenden Strukturen.

In der Reflexionsseismik folgt der Stapelprozeß auf die NMO- und DMO-Korrektur. Man addiert die Amplituden zu gleichen Zeiten. In der Refraktionsseismik kommt DMO vor LMO und LMO wird mit der Stapelung zu einem gemeinsamen Schritt kombiniert, d.h. man stapelt entlang schräger Geraden. Um bei der Stapelung Refraktionssignale mit gleichem Refraktionspunkt zu stapeln, muß man vor der schrägen Stapelung die Daten DMO-korrigieren. Die optimalen Stapelgeschwindigkeiten sind dann die neigungsfreien Stapelgeschwindigkeiten. Bei der Stapelung in der Refraktionsseismik beschränkt man den Bereich in den CMP-Familien auf die lokale Umgebung der refraktierten Einsatzgruppen. Man bekommt je refraktierte Einsatzgruppe eine Stapelspur für eine CMP-Familie. Die Stapelspuren könnten zu einer gemeinsamen Stapelspur für die CMP-Familie kombiniert werden. In der verwendeten Version der Lotzeittransformation (s. Abschn. 3.2.2.6) werden allerdings die Stapelspuren der jeweiligen Horizonte getrennt voneinander lotzeittransformiert und erst anschließend zu einer gemeinsamen Quasi-Lotzeitspur kombiniert.

Die zur Stapelung optimalen Stapelgeschwindigkeiten können in der vorliegenden Version des Programms automatisch durch Vergleich von Kohärenzmaßen bestimmt werden. Man transformiert die Umgebung einer Einsatzgruppe mit einer lokalen τ -p-Transformation in den τ -p-Bereich und wählt die Stapelspur mit den größten Stapelamplituden als optimale Stapelspur für die betreffende Einsatzgruppe aus. Der Kehrwert des Strahlparameters

der optimalen Stapelspur ist übrigens die Stapelgeschwindigkeit. Die verwendete Version des Stapelprogramms erlaubt auch eine Optimierung des Stapelbereichs durch Variation der Intervallgrenzen, wie bei der Geschwindigkeitsbestimmung mit variabler Fensterbreite. Bei der Auswahl des optimalen Stapelbereichs werden allerdings beide Intervallgrenzen variiert und es können auch Refraktionssignale hinter den Ersteinsätzen zur Stapelung verwendet werden. Die Bestimmung der optimalen Fensterbreite erfolgt ebenfalls automatisch durch Vergleich der Kohärenzwerte der optimalen Stapelspuren der jeweiligen Bereiche. Als Kohärenzmaß verwendet man hierfür besser keine normierten Größen. Ein geeignetes Kohärenzmaß zum Vergleich einer variierenden Anzahl von Spuren, ist die modifizierte Semblance (s. Winkelmann, 1996, Gl. 3.14).

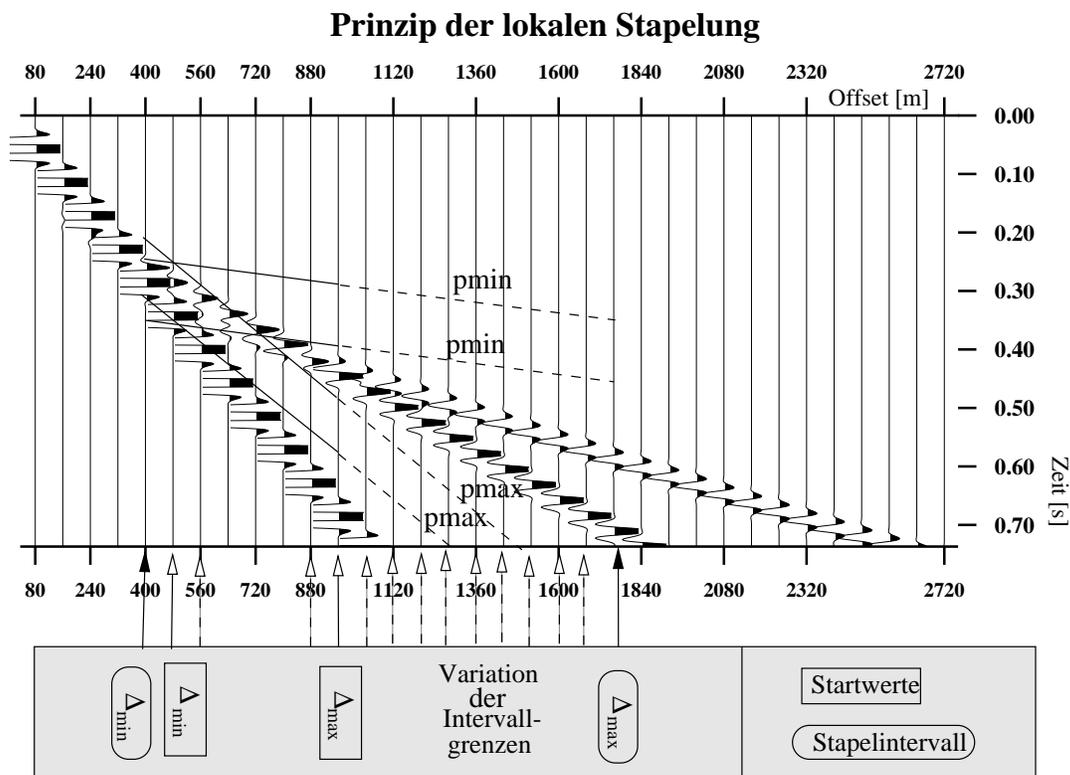


Abbildung 3.14: Prinzip der lokalen Stapelung. Im einem vom Bearbeiter vorgegebenen Bereich, ermittelt das Program automatisch durch Vergleich der Stapelamplituden (oder anderer Kohärenzmaße) die optimale Stapelgeschwindigkeit für einen linearen Laufzeiteinsatz. Vom Bearbeiter werden die Intervallgrenzen des räumlichen Fensters (Δ_{min} und Δ_{max}), die Ausdehnung des zeitlichen Fensters, der mittlere Strahlparameter p' und der Variationsbereich δp vorgegeben ($p_{min} = p' - \delta p$ und $p_{max} = p' + \delta p$). Zur Positionierung des zeitlichen Fensters werden zuvor bestimmte Laufzeiten verwendet. Das Program variiert selbständig die Intervallgrenzen des räumlichen Fensters und benutzt zur Bestimmung eines optimalen Stapelbereichs als Vergleichskriterium den Kohärenzwert der optimalen Stapelspur.

Wichtige Eingabeparameter für den Prozeß sind Startwerte für das räumliche Fenster (Δ_{min} , Δ_{max}) (s. Abb. 3.14), ein mittlerer Strahlparameter p' , dessen Wert aus der vor-

angehenden Geschwindigkeitsanalyse gewonnen werden kann, der Variationsbereich des Strahlparameters δp ($p_{min} = p' - \delta p$ und $p_{max} = p' + \delta p$) und die Länge des zeitlichen Fensters, das man auf der Spur bei Δ_{min} um ein Referenzsignal symetrisch anordnet.

In den Datensätzen beobachtet man meist ähnliche CMP-Scheingeschwindigkeiten über mehrere CMP-Familien im gleichen Offsetbereich. Die Refraktionen stammen in solchen Fällen meist aus der gleichen Schicht. Man kann dann dieselben Steuerparameter für den betreffenden CMP-Bereich verwenden. Eine solche Stapelung bezeichnet man als horizontgebundene Stapelung. Um unrealistische, kleinräumige Variationen der optimalen Stapelgeschwindigkeit zu vermeiden, kann es für ein über das Profil konsistentes Stapelerggebnis zweckmäßig sein, nicht mit der optimalen Stapelgeschwindigkeit, sondern mit einem Mittelwert (arithmetrischer Mittelwert oder Medianwert) aus der Umgebung der zu stapelnden CMP-Familie zu stapeln. Deutliche Schwankungen innerhalb der Größenordnung der Wellenlänge der Refraktierten (z.B. bei 25 Hz und 4000 m/s ist $\lambda = 160$ m) können als unrealistisch betrachtet werden.

3.2.2.6 Lotzeittransformation

Durch die Stapelung der Refraktionssignale in den CMP-Familien werden die Stapelsignale in der Interceptzeit dargestellt. Um die Stapelsektion der CMP-Refraktionsseismik direkt mit der Stapelsektion CMP-Reflexionsseismik vergleichen zu können, und um sie gegebenenfalls mit den Migrationsverfahren der CMP-Reflexionsseismik weiter zu bearbeiten, müssen die Stapelsignale aus der Intercept- in die Lotzeit transformiert werden.

Betrachtet man die Interceptzeit τ_2 im 2-Schichtenfall, mit Schichten konstanter Geschwindigkeiten v_1 und $v_2 = \frac{1}{p_2}$,

$$\tau_2 = t_0 \cos(i_c) = t_0 \sqrt{1 - v_1^2 p_2^2} \quad (3.35)$$

und löst nach der Lotzeit t_0 auf, läßt sich die Lotzeit t_0 in Form einer skalierten Interceptzeit schreiben:

$$t_0 = \frac{\tau_2}{\sqrt{1 - v_1^2 p_2^2}}. \quad (3.36)$$

Der Skalierungsfaktor der Zeitkoordinate ist eine Funktion der bereits bestimmten Parameter v_1 und p_2 . Eine Lotzeittransformation des diskretisierten Seismogramms läßt sich im 2-Schichtenfall einfach durch eine Skalierung der Zeitkoordinate jedes Datenwertes nach Gl. 3.36 realisieren.

Im n-Schichtenfall verwendet Winkelmann (1996) eine Näherungslösung für die Lotzeittransformation. Ersetzt man in Gl. 3.36 v_1 durch die RMS-Geschwindigkeit, bekommt man zwar immer zu kleine Lotzeiten, diese sind aber meist eine gute Näherung der echten Lotzeiten. Winkelmann (1996) beschreibt, nach einem Vorschlag von Gebrande, auch ein exaktes Verfahren für die Lotzeittransformation, was er aber nicht zum Einsatz bringt.

In dieser Arbeit wird eine Version der Lotzeittransformation verwendet, die für konstante Schichtgeschwindigkeiten exakt ist. Bei größer werdenden Gradienten macht man bei der hier verwendeten Version aber zunehmend einen Fehler. Für Datensätze mit größeren Gradienten sei die Methode von Winkelmann (1996) oder besser, die allgemeingültige Version von Gebrande (s. Winkelmann, 1996) empfohlen.

Die hier verwendete Lotzeittransformation hat die Form:

$$t_{0n} = \frac{\tau_n}{\sqrt{1 - p_n^2 v_{n-1}^2}} + g_n. \quad (3.37)$$

Dabei ist t_{0n} die Lotzeit des n-ten Refraktionshorizonts und g_n für das betreffende Signal eine Konstante.

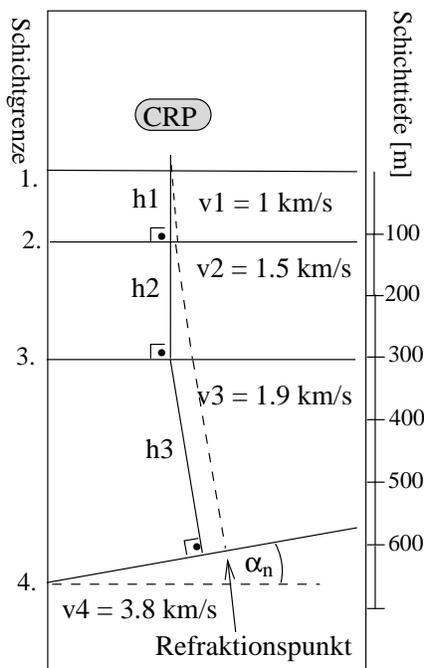


Abbildung 3.15: CRP-Lotstrahl (gestrichelte Linie) und Weg, welcher der Berechnung der Interceptzeit zu Grunde liegt (durchgezogene Linie). Der CRP-Lotstrahl wird für ähnliche Modelle gut durch den lotrecht auf die Schichtgrenzen verlaufenden Strahl approximiert (s. Abschn. 4.1.4). Die DMO ist im n-Schichtenfall speziell für Modelle von diesem Typ, mit horizontal mehr oder weniger homogenen Bedingungen im Hangenden, und einer beliebig geneigten Schichtgrenze im Liegenden, geeignet.

Zur Herleitung des Verfahrens:

Die Interceptzeit im n-Schichtenfall mit konstanten Geschwindigkeiten und horizontalen planaren Schichtgrenzen im Hangenden einer beliebig geneigten n-ten Schichtgrenze hat nach DMO (s. Abschn. 4.1.4) die gleiche Form wie vor DMO (s. Gl. 3.16), wobei sich die Mächtigkeitsangaben nach DMO auf den CRP und vor DMO auf den CMP beziehen. Die

CRP-Interceptzeit hat die Form

$$\tau_n^{crp}(p_n) = \sum_{i=1}^{n-1} \frac{2h_i(x_{crp})}{v_i} \sqrt{1 - v_i^2 p_n^2} = \sum_{i=1}^{n-1} t_i(x_{crp}) \sqrt{1 - v_i^2 p_n^2} \quad (3.38)$$

$$\text{mit } t_i(x_{crp}) = \frac{2h_i(x_{crp})}{v_i}. \quad (3.39)$$

Die Strecken h_i , $i = 1 \dots n-1$, sind die Schichtmächtigkeiten der i -ten Schicht, welche ausgehend vom CRP senkrecht auf die Schichtgrenzen gemessen werden, s. Abb. 3.15. Die Zeit t_i ist die für h_i benötigte Zweiwegelaufzeit. Die Gesamtlaufzeit eines aus den Strecken h_i aufgebauten Wegs soll mit $\bar{t}_n(x_{crp})$ bezeichnet werden.

$$\bar{t}_n(x_{crp}) = \sum_{i=1}^{n-1} t_i. \quad (3.40)$$

Ein in dieser Weise konstruierter Weg entspricht nur im Fall ausschließlich söhligter Schichten einem echten physikalischen Strahl.

Die Gesamtlaufzeit $\bar{t}_n(x_{crp})$ ist meist in guter Näherung gleich der Laufzeit des Lotstrahls zur n -ten Schichtgrenze t_{0n} . Löst man Gl. 3.38 nach t_{n-1} auf,

$$t_{n-1} = \frac{\tau_n^{crp}}{\sqrt{1 - v_{n-1}^2 p_n^2}} - \sum_{i=1}^{n-2} \frac{\sqrt{1 - v_i^2 p_n^2}}{\sqrt{1 - v_{n-1}^2 p_n^2}} t_i \quad (3.41)$$

kann man damit Gl. 3.40 wie folgt schreiben:

$$\bar{t}_n(x_{crp}) = t_{n-1} + \sum_{i=1}^{n-2} t_i \quad (3.42)$$

$$= \frac{\tau_n^{crp}}{\sqrt{1 - v_{n-1}^2 p_n^2}} + \sum_{i=1}^{n-2} \left(1 - \frac{\sqrt{1 - v_i^2 p_n^2}}{\sqrt{1 - v_{n-1}^2 p_n^2}}\right) t_i \quad (3.43)$$

$$= \frac{\tau_n^{crp}}{\sqrt{1 - v_{n-1}^2 p_n^2}} + g_n(t_1 \dots t_{n-2}, v_1 \dots v_{n-1}, p_n) \quad (3.44)$$

$$\text{mit } g_n(t_1 \dots t_{n-2}, v_1 \dots v_{n-1}, p_n) = \sum_{i=1}^{n-2} \left(1 - \frac{\sqrt{1 - v_i^2 p_n^2}}{\sqrt{1 - v_{n-1}^2 p_n^2}}\right) t_i. \quad (3.45)$$

Eine Gleichung zur Berechnung der Werte von t_i bekommt man durch Änderungen der Indizes (i statt $n-1$ und j statt i) aus Gl. 3.41:

$$t_i = \frac{\tau_{i+1}^{crp}}{\sqrt{1 - v_i^2 p_{i+1}^2}} - \sum_{j=1}^{i-1} \frac{\sqrt{1 - v_j^2 p_{i+1}^2}}{\sqrt{1 - v_i^2 p_{i+1}^2}} t_j. \quad (3.46)$$

Die Gl. 3.44 und die Gl. 3.46 bilden die Grundlage der folgenden Version der Lotzeittransformation. Der Wert von g_n läßt sich aus den $p_i = \frac{1}{v_i}$, $i=1\dots n$, und den Zeiten t_i , $i=1\dots n-2$, berechnen. Die Zeiten t_i berechnet man wiederum nach Gl. 3.46 rekursiv. Dabei benötigt man die Interceptzeiten τ_i^{CRP} , $i=1\dots n-1$.

Umsetzung der Theorie in ein Verfahren für die Lotzeittransformation:

Bei der Bestimmung der optimalen Stapelgeschwindigkeiten nach Abschn. 3.2.2.5 werden Strahlparameter und Interceptzeiten der am besten an das jeweilige lineare Laufzeitkurvenstück angepassten Geraden in den Kopfblöcken jedes Seismogramms der entsprechenden CRP-Familie gespeichert. Diese Informationen stehen auch nach der Stapelung in den Kopfblöcken der Stapelspuren weiter zur Verfügung. In dieser Version der Lotzeittransformation wird nicht die gesamte Stapelsektion lotzeittransformiert. Man macht die Lotzeittransformation mit den einzeln gestapelten Refraktions-Horizonten und fügt erst anschließend die in der Lotzeit dargestellten Refraktionshorizonte zu einer gemeinsamen Quasi-Lotzeitsektion zusammen. Dank der DMO sind auch für geneigte Schichtgrenzen neigungsfreie Strahlparameter bekannt. Dies ermöglicht die korrekte Lotzeittransformation des Stapelsignals in seine CRP-Lotzeit.

Die Lotzeittransformation für das Stapelsignal der n-ten Schichtgrenze verläuft wie folgt:

1. Man berechnet schrittweise nach Gl. 3.46 die t_i mit $i = 1 \dots n-2$.
2. Mit den t_i ($i = 1 \dots n-2$) berechnet man g_n nach Gl. 3.45.
3. Man skaliert nun die Zeit der Stapelspur nach Gl. 3.44 mit

$$\frac{1}{\sqrt{1 - v_{n-1}^2 p_n^2}}$$

und

4. addiert zu der Zeitkoordinate jedes Datenwerts, ebenfalls nach Gl. 3.44, den Wert g_n .

Die Lotzeittransformation im n-Schichtenfall ist einfach eine Kombination aus einer Skalierung der Zeitkoordinate, wie im 2-Schichtenfall, und einer konstanten Zeitverschiebung der Datenwerte. Diese Version der Lotzeittransformation benötigt neben dem Modul zur Skalierung der Zeitkoordinate nur Standardmodule des seismischen Processings (Rechnen mit den Werten in den Kopfblöcken und konstante Zeitverschiebung der Seismogramme).

Beim herkömmlichen CMP-Processing ohne DMO-Korrektur wären für die Lotzeittransformation nur die neigungsabhängigen CMP-Scheingeschwindigkeiten verfügbar. Die Verwendung der neigungsabhängigen CMP-Scheingeschwindigkeiten würde zu einer falschen Lage der Stapelsignale in der Lotzeitsektion führen.

Bei einer Skalierung der Zeitkoordinate ändert sich auch das Spektrum der Signale. Das Spektrum $H(f)$ einer Funktion $h(t)$ ändert sich durch Skalierung der Zeitkoordinate $g(t) = h(at)$ wie folgt:

$$G(f) = \frac{1}{a}H(f/a). \quad (3.47)$$

Liegt das Maximum des Amplitudenspektrums $|G(f)|$ vor der Lotzeittransformation bei der Frequenz f_0^v , dann liegt es nach der Lotzeittransformation bei:

$$f_0^n = \sqrt{1 - v_{n-1}^2 p_n^2} \cdot f_0^v. \quad (3.48)$$

Das Spektrum wird also durch die Lotzeittransformation etwas tieffrequenter. Bei $v_{n-1}p_n = 0.5$, also $i_c = 30^\circ$, wird aus einem Signal mit der dominierenden Frequenz von $f_0^v = 25\text{Hz}$ ein Signal mit der dominierenden Frequenz von $f_0^n = 22\text{Hz}$.

Die Version der Lotzeittransformation, wie sie von Winkelmann (1996) eingesetzt wurde, hat den Vorteil, daß in der Berechnung der RMS-Geschwindigkeiten aus dem $v(x,z)$ -Modell der Tiefeninversion die gesamte bestimmte Geschwindigkeitsinformation verwendet wird. Sie hat aber den Nachteil, daß sie nur im 2-Schichtenfall mit söhligem Schichtgrenzen wirklich exakt ist. Die Version der Lotzeittransformation nach Gl. 3.44 ist für konstante Schichtgeschwindigkeiten exakt, macht aber für größer werdende Gradienten zunehmend einen Fehler. Für die Methode nach einem Vorschlag von Gebrande (s. Winkelmann, 1996) gibt es noch keine empirischen Erfahrungen. Es ist jedoch anzunehmen, daß sie besser als die von Winkelmann (1996) und die hier verwendete Version der Lotzeittransformation ist, weil ihre Theorie allgemeingültiger ist. Im Fall kleiner Gradienten, wie im Beispiel des Kapitel 5, sind die Unterschiede aber vermutlich gering. Für folgende Arbeiten sei jedoch die Implementierung und Erprobung des exakten Verfahrens von Gebrande empfohlen.

3.2.2.7 Migration

Für eine lagegerechte Darstellung der refraktierenden Strukturen muß man die Quasi-Lotzeitsektion mit den Standartmodulen der CMP-Reflexionsseismik migrieren. Der Migrationsprozeß kann in zwei Teilschritte zerlegt werden:

1. Eine Zeitmigration
2. Eine Tiefenkonversion

Nach der Zeitmigration kommt das Quasi-Lotzeitsignal bei der Profilkordinate des Refraktionspunkts (und nicht mehr des CRPs) zu liegen. Die vertikale Koordinate ist die benötigte Zweiweglaufzeit zum Refraktionspunkt. Für die Zeitmigration benötigt man ein Modell der Durchschnittsgeschwindigkeiten in Abhängigkeit von der Lotzeit. Dieses läßt sich aus dem Modell aus der ΔtV -Inversion berechnen.

Durch die Tiefenkonversion wandelt man die Zeitkoordinate in eine Tiefenkoordinate. Für die Tiefenkonversion benötigt man ein Modell der Ortsgeschwindigkeiten in Abhängigkeit der vertikal nach unten gemessenen Tiefe. Das Modell der ΔtV -Inversion ist allerdings ein Modell der Ortsgeschwindigkeiten in Abhängigkeit der lotrecht auf die Schichtgrenzen gemessenen Mächtigkeit (s. Abschn. 3.2.2.4). Bei kleinen Neigungen kann man näherungsweise dieses Modell für die Tiefenkonversion verwenden. Es wäre allerdings für kompliziertere Modellfälle hilfreich, ein Verfahren zur Wandlung der vertikalen Koordinate von der lotrecht auf die Schichtgrenzen gemessenen Mächtigkeiten auf die vertikal nach unten gemessene Tiefe zu entwickeln. Ein solches Verfahren ist mir nicht bekannt.

3.3 Zusammenfassung des Kapitels

Durch die rasche Entwicklung der Computertechnologie wurde es möglich, sehr große seismische Datenmengen günstig zu speichern und rasch auszuwerten. Zur Auswertung sehr großer Datenmengen hat sich zunächst in der Reflexionsseismik das CMP-Konzept von Mayne (1962, 1967) bewährt (s. Abschn. 3.1.1). Seit Gebrande und Miller (1985) und Gebrande (1986) wird das CMP-Konzept auch vermehrt in der Refraktionsseismik eingesetzt (z.B. Reimers et al., 1991; Rühl, 1995; Orlovsky, 1996). Bei der Interpretation der Spektren diskreter Daten oder bei Prozessen, die auf das Spektrum diskreter Daten wirken, wie beispielsweise die f-k-DMO für die Refraktionsseismik, ist es wichtig, daß die Nyquisttheoreme in x- und t-Richtung eingehalten werden (s. Abschn. 3.1.2).

Die schrittweisen Bearbeitungssequenzen der CMP-Reflexions- und der CMP-Refraktionsseismik sind sehr ähnlich. Seit Anfang der 1980-er Jahre wurde die CMP-Reflexionsseismik allerdings durch die Entwicklung der Reflexions-DMO zur korrekten Bearbeitung von Reflektierten von beliebig geneigten Schichtgrenzen erweitert. Durch Übertragung des Konzepts der Reflexions-DMO auf die Geometrie der refraktierten Strahlen, wurde in Abschn. 3.2.1 auch ein Konzept für eine Refraktions-DMO entwickelt, dessen mathematische und algorithmische Umsetzung in Kapitel 4 erfolgt. Die Refraktions-DMO und die LMO-Korrektur verhalten sich im Processing kommutativ zueinander. Mit dieser nützlichen Eigenschaft konnte in Abschn. 3.2.2 ein effektives Processingschema zur Bearbeitung CMP-sortierter Refraktionsdaten von beliebig geneigten planaren Schichtgrenzen entwickelt werden, in der explizit eine LMO-Korrektur nicht mehr benötigt wird. Zur Korrektur der Neigungsabhängigkeit bei der iterativen Bestimmung der neigungs-freien CRP-Scheingeschwindigkeiten wird die Sequenz aus NMO-, Reflexions-DMO und inverser NMO in der CMP-Refraktionsseismik einfach zu Refraktions-DMO, ohne weitere LMO-Korrekturen. Bei der Wandlung des Wellenfelds in ein Strukturabbild läßt sich die LMO-Korrektur mit der Stapelung zur schrägen Stapelung kombinieren.

Mit DMO lassen sich neigungs-freie CRP-Scheingeschwindigkeiten bei beliebig geneigten planaren Schichtgrenzen exakt bestimmen. Die neigungs-freien CRP-Scheingeschwindigkeiten kann man mit einer ΔtV -Inversion in Geschwindigkeits-Tiefen-Funktionen um-

rechnen, die man anschließend zu einem 2-dimensionalen Modell kombinieren kann. Unter Verwendung der gewonnenen Geschwindigkeitsinformationen wandelt man das gestapelte Wellenfeld durch eine Lotzeittransformation, eine Zeitmigration und anschließende Tiefenkonversion in ein lagegerechtes Strukturmodell.

Kapitel 4

Der DMO-Prozeß für die CMP-Refraktionsseismik

Die Entwicklung einer DMO-Korrektur wurde in Kapitel 3 durch die Fehler der herkömmlichen CMP-Refraktionsseismik bei geneigten Schichtgrenzen motiviert. Die konzeptionelle Idee einer Refraktions-DMO soll in diesem Kapitel in Abschn. 4.1.1 durch die mathematische Formulierung der Grundgleichungen quantifiziert werden. Diese lassen sich zur Berechnung der DMO-Hyperbel verwenden, der in der CMP-Reflexionsseismik die DMO-Ellipse von Deregowski und Rocca (1981) entspricht. Die Grundgleichungen können auch für eine eingehende theoretische Diskussion des iterativen Prozesses zur Bestimmung der neigungsfreien CRP-Scheingeschwindigkeiten genutzt werden (s. Abschn. 4.1.3). In Abschn. 4.2.2 wird ein DMO-Algorithmus entwickelt, der auf die Frequenz-Wellenzahl-Darstellung der COF-Familien wirkt. Er entspricht den Reflexions-DMO Algorithmen von Hale (1984) und Jakubowicz (1990). Der in dieser Arbeit entwickelte DMO-Algorithmus hat die Komplexität der Schnellen Fouriertransformation. Die Verknüpfung der Reflexions-DMO mit den Vorteilen der Schnellen Fouriertransformation gelang erstmals Notfors und Godfrey (1987).

4.1 Herleitung der Refraktions-DMO

Zunächst sollen aus dem Konzept des Abschnitts 3.2.1.4 Grundgleichungen für die Refraktions-DMO gewonnen werden. Die Grundgleichungen basieren auf einem 2-Schichtenmodell mit konstanten Schichtgeschwindigkeiten und einer planaren beliebig geneigten Schichtgrenze. Eine Diskussion der Situation des n-Schichtenfalls zeigt, wie sich die DMO auch im Fall mehrerer Schichten gewinnbringend einsetzen läßt.

4.1.1 Die Grundgleichungen der Refraktions-DMO

Die grundlegenden Konzepte der Refraktions-DMO sind nach Abschn. 3.2.1.4:

- Durch LMO und DMO soll ein Refraktionssignal in seinem CRP zur mit $\cos(i_c)$ skalierten CRP-Lotzeit (CRP-Interceptzeit) dargestellt werden.
- Sowohl LMO wie auch DMO werden mit neigungsfreien Scheingeschwindigkeiten durchgeführt.

DMO ist bei der folgenden Herleitung der Restterm nach einer LMO-Korrektur mit neigungsfreien Scheingeschwindigkeiten. Die LMO-Korrektur kommt im Processing der Abb. 3.7 und Abb. 3.8 explizit nicht mehr vor, sondern steckt in Abb. 3.7 implizit in der schrägen Stapelung, bzw. wird in Abb. 3.8 aufgrund der bereits mehrfach angedeuteten Kommutativität von LMO und Refraktions-DMO nicht mehr benötigt.

Es mag vielleicht verwundern, daß man die DMO als Restterm einer LMO-Korrektur mit den zunächst nicht vorhandenen neigungsfreien Scheingeschwindigkeiten definiert. Naheliegender wäre die Verwendung der neigungsabhängigen CMP-Scheingeschwindigkeiten, die direkt aus der Bestimmung der Steigung der CMP-Laufzeitkurve gewonnen werden können. Mit einiger Überlegung wird man allerdings feststellen, daß eine so definierte DMO, in Kombination mit der LMO, zwar jedes Refraktionssignal in seinen CRP zur CRP-Interceptzeit darstellen würde, aber die Möglichkeit der iterativen (oder sonst einer) Bestimmung der neigungsfreien Scheingeschwindigkeiten ginge verloren. Es ist also gerade die Entkopplung des neigungsunabhängigen Anteils (durch die LMO mit den neigungsfreien Scheingeschwindigkeiten) und der Restkorrektur (durch die DMO), die eine Bestimmung der neigungsfreien Scheingeschwindigkeiten durch eine Iteration ermöglicht.

Die im folgenden zu berechnenden Grundgleichungen sollen die Translation eines LMO-korrigierten Refraktionssignals von (t_{lmo}, x_{cmp}) nach (τ^{crp}, x_{crp}) beschreiben. Die Translation der Refraktionssignale um δx_{dmo} bzw. δt_{dmo} ist dabei eine Funktion der Modellparameter. Man kann aus geometrischen Aspekten folgern, daß beide Grundgleichungen eindeutig durch die Geschwindigkeiten des Hangenden v_1 und des Liegenden v_2 , sowie des Neigungswinkels α und des Offsets Δ beschrieben werden können. Wie sich im Laufe der Herleitung zeigen wird, sind die Grundgleichungen im Gegensatz zur Reflexions-DMO nicht mehr abhängig von der Tiefe des Refraktionshorizonts, und somit auch nicht mehr abhängig von einer Zeitkoordinate, d.h. die Grundgleichungen sind von der folgenden Form:

$$\delta x_{dmo} = x_{crp} - x_{cmp} = \delta x_{dmo}(v_1, v_2, \alpha, \Delta) \quad (4.1)$$

$$\delta t_{dmo} = \tau^{crp} - t_{lmo} = \delta t_{dmo}(v_1, v_2, \alpha, \Delta). \quad (4.2)$$

Die Zeitkoordinate nach einer LMO- und DMO-Korrektur ist die CRP-Interceptzeit τ^{crp} . Sie wird per Definition über den Cosinus des kritischen Winkels i_c und der CRP-Lotzeit t_0^{crp} wie folgt definiert:

Durch einsetzen der CMP-Laufzeitkurve t^{cmp} aus Gl. 3.12 wird aus t_{lmo} :

$$\begin{aligned} t_{lmo} &= \tau^{cmp} + \frac{\Delta}{\frac{v_2}{\cos \alpha}} - \frac{\Delta}{v_2} \\ &= \tau^{cmp} - \frac{\Delta}{v_2}(1 - \cos \alpha). \end{aligned} \quad (4.5)$$

Die CMP- bzw. CRP-Lotzeit t_0^{cmp} bzw. t_0^{crp} lassen sich wie folgt schreiben:

$$t_0^{cmp} = \frac{2h_1^{cmp}}{v_1} \quad \text{und} \quad t_0^{crp} = \frac{2h_1^{crp}}{v_1}, \quad (4.6)$$

wobei h_1^{cmp} und h_1^{crp} die Schichtmächtigkeiten unter dem CMP bzw. dem CRP sind (s. Abb. 4.1).

Berechnung der Grundgleichungen Man gelangt recht schnell zu einer Verknüpfung der Grundgleichungen δt_{dmo} und δx_{dmo} , die zusätzlich nur von den zugelassenen Modellgrößen v_1, v_2 und α , sowie Δ abhängen. Die Entkopplung gelingt durch eine Beschreibung von δx_{dmo} in der Form der Gl.(4.1).

Die Berechnung der Beziehung $\delta t_{dmo} = \delta t_{dmo}(\delta x_{dmo}, x_1, v_2, \alpha, \Delta)$: Aus der Differenz der Schichtmächtigkeiten unter dem CMP und unter dem CRP findet man eine erste Beziehung für δx_{dmo} :

$$\delta x_{dmo} = \frac{h_1^{crp} - h_1^{cmp}}{\sin \alpha}. \quad (4.7)$$

Stellt man die LMO-korrigierte Laufzeit der Gl.(4.5) als Funktion von h_1^{cmp} dar

$$\begin{aligned} t_{lmo} &= \tau^{cmp} - \frac{\Delta}{v_2}(1 - \cos \alpha) \\ &= t_0^{cmp} \cos i_c - \frac{\Delta}{v_2}(1 - \cos \alpha) \\ &= \frac{2h_1^{cmp}}{v_1} \cos i_c - \frac{\Delta}{v_2}(1 - \cos \alpha), \end{aligned}$$

und setzt für h_1^{cmp} den nach h_1^{cmp} aufgelösten Ausdruck der Gl.(4.7) ein, erhält man

$$t_{lmo} = \frac{2 \cos i_c}{v_1} (h_1^{crp} - \delta x_{dmo} \sin \alpha) - \frac{\Delta}{v_2}(1 - \cos \alpha).$$

Man gelangt nach Substitution der Definition der Gl. (4.3) und unter Verwendung der Gl.(4.6) zu

$$t_{lmo} = \tau^{crp} - \frac{2\delta x_{dmo} \cos i_c \sin \alpha}{v_1} - \frac{\Delta}{v_2}(1 - \cos \alpha).$$

man erhält als gewünschtes Zwischenergebnis eine Beziehung zwischen δt_{dmo} und δx_{dmo} , sowie den zugelassenen Modellparametern:

$$\delta t_{dmo} = \frac{\Delta}{v_2}(1 - \cos \alpha) + \frac{2\delta x_{dmo} \cos i_c \sin \alpha}{v_1}. \quad (4.8)$$

Berechnung der Verschiebungsweite $\delta x_{dmo} = \delta x_{dmo}(v_1, v_2, \alpha, \Delta)$ Man bestimmt die Verschiebungsweite, nach einer persönlichen Mitteilung von Gebrande, sehr einfach mit Hilfe des Hales-Kreis von Hales (1958). Der Hales-Kreis ist der Umkreis des Dreiecks Geophon G, Schuß S und Punkt C, s. Abb. 4.1. Die Winkelhalbierende in C und die Mittelsenkrechte der Strecke zwischen Schuß und Geophon schneiden sich auf dem Umkreis in M. Dies ist eine allgemeine geometrische Eigenschaft eines Dreiecks. Durch einfache geometrische Überlegungen kann man die in Abb. 4.1 eingezeichneten Winkel aus dem Neigungswinkel α und dem kritischen Winkel i_c ableiten.

Man gelangt so auf einfachem und anschaulichem Weg zu einer Beziehung für die räumliche Verschiebungsweite:

$$\delta x_{dmo} = -\frac{\Delta}{2} \tan \alpha \tan i_c \quad (4.9)$$

und daraus folgt, durch Einsetzen in Gl.(4.8) und Umformen, die Korrekturzeit δt_{dmo} :

$$\delta t_{dmo} = \frac{\Delta}{v_2} \left[1 - \frac{1}{\cos(\alpha)} \right] \quad (4.10)$$

Diese Ergebnisse sind die gesuchten Grundgleichungen der Refraktions-DMO. Die Korrektur der CMP-Koordinate um δx_{dmo} und die Korrektur der LMO-korrigierten Laufzeit um δt_{dmo} , transformieren ein Refraktionssignal räumlich in den CRP und zeitlich in die CRP-Interceptzeit. Damit die Vorschrift aus Gl.4.9 und Gl. 4.10 zu einer Funktion mit eindeutig bestimmten Funktionswerten wird, definiert man den Funktionswert an der Stelle (x', t') als Summe der verschobenen Wellenfeldpunkte mit dem Bestimmungsort (x', t') .

Für die Entwicklung eines geeigneten DMO-Algorithmus für die DMO-Korrektur in COF-Familien in Abschn. 4.2, ist es hilfreich, die Verschiebung des Refraktionssignals um δx_{dmo} und δt_{dmo} vektoriell in eine Komponente entlang der Tangente an die COF-Laufzeitkurve mit der Steigung

$$m_{cof} = \frac{dt^{cmp}}{dx_{cmp}} = \frac{2 \sin(\alpha) \cos(i_c)}{v_1} \quad (4.11)$$

und in eine reine verbleibende Zeitkomponente zu zerlegen. Zu diesem Zweck schreibt man Gl. 4.10 mit Hilfe der Gl. 4.11 wie folgt:

$$\delta t_{dmo} = \frac{\Delta}{v_2} [1 - \cos(\alpha)] + m_{cof} \delta x_{dmo} \quad (4.12)$$

und erhält für die vektorielle Darstellung der DMO-Korrektur

$$\begin{pmatrix} \delta x_{dmo} \\ \delta t_{dmo} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{\Delta}{v_2} [1 - \cos(\alpha)] \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \delta x_{dmo} \\ m_{cof} \delta x_{dmo} \end{pmatrix} \quad (4.13)$$

Eine DMO-Korrektur in den COF-Familien ist zunächst eine Funktion der drei unbekannt Parameter v_1 , v_2 und α . Zur Reduzierung der Unbekannten in den Gleichungen kann man α durch eine Funktion der Steigung der COF-Laufzeitkurve m_{cof} nach Gl. 4.11 und den Geschwindigkeiten v_1 und v_2 ersetzen. Die Steigung der COF-Laufzeitkurve kann entweder explizit aus den Laufzeitkurven der COF-Laufzeitkurven bestimmt werden, oder man nutzt die Information der Laufzeitkurve indirekt, wie bei der DMO für den Frequenz-Wellenzahl-Bereich in Abschn. 4.2.2.

Löst man Gl. 4.11 nach α auf, ersetzt damit in den Gleichungen Gl. 4.9 und Gl. 4.12 α durch m_{cof} , v_1 und v_2 , und bezeichnet anschließend v_1 mit v_{han} und v_2 mit v_{ref} , erhält man

$$\delta x_{dmo} = -\frac{\Delta}{2} \frac{m_{cof} v_{han} \tan(\tilde{i}_c)}{\sqrt{[2 \cos(\tilde{i}_c)]^2 - [v_{han} m_{cof}]^2}} \quad (4.14)$$

und

$$\delta t_{dmo} = \frac{\Delta}{v_{ref}} \left[1 - \sqrt{1 - \left(\frac{m_{cof} v_{han}}{2 \cos(\tilde{i}_c)} \right)^2} \right] + m_{cof} \delta x_{dmo} \quad (4.15)$$

wobei der Winkel \tilde{i}_c nach

$$\sin(\tilde{i}_c) = \frac{v_{han}}{v_{ref}} \quad (4.16)$$

berechnet wird.

Durch die Umbenennung der Parameter v_1 und v_2 in v_{han} und v_{ref} , soll verdeutlicht werden, daß eine DMO-Korrektur nach diesen Gleichungen möglicherweise mit anderen als den neigungsfreien Scheingeschwindigkeiten gemacht wird. Für eine korrekte DMO-Korrektur wählt man idealerweise für $v_{han} = v_1$ und für $v_{ref} = v_2$. Auf den Gleichungen Gl. 4.14 und Gl. 4.15 basiert die Herleitung des DMO-Algorithmus für den Frequenz-Wellenzahl-Bereich in Abschn. 4.2, sowie die Entwicklung eines Verfahrens zur Bestimmung der neigungsfreien Scheingeschwindigkeiten v_1 und v_2 mit diesem Algorithmus in Abschn. 4.1.3.

Anhand dieser Grundgleichungen des DMO-Algorithmus kann man einige Aussagen über seine Wirkungsweise treffen:

- Für $m_{cof} = 0$ wird sowohl $\delta x_{dmo} = 0$ wie auch $\delta t_{dmo} = 0$. Die DMO ist im Fall söhligter Horizonte, wie zu erwarten, eine Abbildung auf sich selbst. Bei ausschließlich söhligter Schichtung haben CMP und CRP identische Ortskoordinaten und eine LMO-Korrektur transformiert bereits von der Lauf- in die CRP-Interceptzeit.
- Die Korrekturzeit δt_{dmo} ist symmetrisch mit m_{cof} und immer kleiner oder gleich Null, d.h. die Refraktionssignale werden, wenn sie verschoben werden, unabhängig vom Vorzeichen von m_{cof} immer zu kleineren Zeiten verschoben.
- Auch die DMO-Verschiebung nach Gl. 4.14 und Gl. 4.15 läßt sich vektoriell in eine Verschiebung entlang der Tangente an die COF-Laufzeitkurve und in eine reine Zeitkorrektur

$$\delta t_{dmo}^{cmp} = \frac{\Delta}{v_{ref}} \left[1 - \sqrt{1 - \left(\frac{m_{cof} v_{han}}{2 \cos(\tilde{i}_c)} \right)^2} \right] \quad (4.17)$$

zerlegen.

Ist die COF-Laufzeitkurve zwischen CMP und CRP eines Refraktionssignals geradlinig, und betrachtet man eine Spur bei der gleichen Profilkordinate und dem gleichen Offset vor und nach Anwendung der DMO-Korrektur, erscheint das Refraktionssignal um δt_{dmo}^{cmp} entlang der Spur verschoben. In Wirklichkeit wurde das Signal aber an eine andere Profilkordinate (in der Entfernung δx_{dmo}) und zu einer anderen Zeit um δt_{dmo} kleineren Zeit verschoben. Die Zeitverschiebung δt_{dmo}^{cmp} wird im folgenden auch als scheinbare Verschiebung durch die DMO-Korrektur bezeichnet.

- Der 1-te Term von Gl. 4.15 ist nie kleiner Null, die Summe aus 1-ten und 2-ten Term ist immer kleiner oder gleich Null. Das bedeutet, das Refraktionssignal kommt nach der DMO zu kleineren Zeiten oder bleibt unverändert, die scheinbare Verschiebung entlang der Spur ist aber immer eine Verschiebung zu späteren Zeiten.
- Die Verschiebungsweite δx_{dmo} und die Korrekturzeit δt_{dmo} hängen nicht mehr von der Laufzeit oder der Ortskoordinate ab. Die Größe der DMO-Korrektur hängt somit nur von der Steigung der COF-Laufzeitkurve und den Korrekturparametern v_{han} und v_{ref} ab, aber nicht mehr von der Lage des Refraktionssignals in der COF-Familie. Auch die LMO-Korrektur ist von der Lage des Refraktionssignals unabhängig. Man kann also die Prozeße LMO und DMO in ihrer Reihenfolge vertauschen, ohne das Endergebnis zu verändern. In einem solchen Fall sagt man, die Operatoren sind kommutativ. Die Kommutativität gilt übrigens nicht für NMO und DMO in der CMP-Reflexionsseismik. Hier ist die Größe der Korrekturen sowohl für NMO wie für die Reflexions-DMO abhängig von der Zeit (s. Abschn. 4.1.2).

Über die Verknüpfung der Grundgleichungen läßt sich die Form der Impuls-Antwort der Refraktions-DMO beschreiben. Sie kann für eine einfache Implementierung der DMO genutzt werden.

4.1.2 Die DMO-Hyperbel

Mit den Grundgleichungen der DMO lassen sich die möglichen Ausgabelokationen des DMO-Operators für eine punktgroße Teilmenge des Wellenfelds berechnen. Verknüpft man diesbezüglich die Gl. 4.9 und Gl. 4.10 durch Substitution des Neigungswinkels α erhält man:

$$\frac{(\delta t_{dmo} - \frac{\Delta}{v_2})^2}{(\frac{\Delta}{v_2})^2} - \frac{(\delta x_{dmo})^2}{(\frac{\Delta \tan(i_c)}{2})^2} = 1. \quad (4.18)$$

Die Gleichung ist in den COF-Familien ($\Delta = \text{konst.}$) eine Hyperbel und wird in der Folge als *DMO-Hyperbel* bezeichnet.

Der analoge Bereich der Reflexions-DMO ist nach Deregowski und Rocca (1981) eine Ellipse, die *DMO-Ellipse*:

$$\frac{(\delta t_{dmo} + t_{nmo})^2}{(t_{nmo})^2} + \frac{(\delta x_{dmo})^2}{(\frac{\Delta}{2})^2} = 1. \quad (4.19)$$

Die Zeit t_{nmo} ist die Zeitkoordinate nach einer NMO-Korrektur mit neigungsfreien Scheingeschwindigkeiten. Sowohl für die DMO-Ellipse, wie auch für die DMO-Hyperbel, sind nur die Äste physikalisch relevant, deren Scheitel in $\delta t = 0$ und $\delta x = 0$ liegen. Die DMO-Ellipse ist im Gegensatz zur DMO-Hyperbel eine Funktion der Zeit.

Im Processing (z.B. bei der iterativen Bestimmung der neigungsfreien Scheingeschwindigkeiten) kann es vorkommen, daß man statt der neigungsfreien CRP-Scheingeschwindigkeiten, andere Werte für die DMO-Korrekturparameter v_{han} und v_{ref} einsetzt. Die Impulsantwort des DMO-Prozesses ergibt sich in diesem Fall aus der Verknüpfung der Gl. 4.14 und der Gl. 4.15 durch Auflösen nach m_{cof} in der einen Gleichung, und Einsetzen des Ausdrucks in die andere Gleichung. Die resultierende Funktion soll im folgenden Text auch als DMO-Hyperbel bezeichnet werden.

Eine Gleichung wie die DMO-Hyperbel läßt sich nach Deregowski und Rocca (1981) bzw. Deregowski (1986) für einen Algorithmus nach dem Prinzip der Kirchhoff-Migration (s. Sheriff und Geldart, 1995) nutzen. Damit hat man mit der DMO-Hyperbel einen ersten Ansatz für einen DMO-Algorithmus gefunden, der ein Refraktionssignal nach den Grundgleichungen, Gl. 4.14 und Gl. 4.15, verschieben kann. Nach dem algorithmischen Prinzip von Kirchhoff müsste jedes Refraktionssignal auf seiner DMO-Hyperbel verschmiert werden. Im Bereich der tangential an die DMO-Hyperbeln verlaufenden Einhüllenden interferieren die DMO-Hyperbeln konstruktiv, sonst überall destruktiv. In Wirklichkeit ist der Algorithmus nicht so simpel, weil die Refraktionssignale entlang der DMO-Hyperbel für ein gutes Resultat gewichtet und phasenverschoben werden müssen (s. Deregowski und Rocca, 1981). Die zugehörigen Gewichtung- und Phasenfunktionen sind theoretisch äußerst schwer und meist nur empirisch zu ermitteln. In Abschn. 4.2.2 wird ein Algorithmus für die f-k-Darstellung der COF-Familien entwickelt, der eine explizite Berechnung der Phasen- und Gewichtungsfunktionen nicht mehr benötigt. Die Ausgabe des DMO-

Prozesses, bei Eingabe eines einzelnen Refraktionssignals auf einer einzelnen Spur und sonst lauter Nullspuren, nennt man Impulsantwort. Sie hat die Form der DMO-Hyperbel.

Auch die Reflexions-DMO kann nach Deregowski und Rocca (1981) nach Gl. 4.19 und nach dem Prinzip der Kirchhoff-Migration implementiert werden. Die Reflexions-DMO ist nach Gl. 4.19 eine Funktion der Zeit. Auch die NMO-Korrektur ist zeitabhängig. NMO und Reflexions-DMO sind deshalb im Gegensatz zu den zeitunabhängigen Korrekturen der LMO- und Refraktions-DMO nicht kommutativ. Man beachte auch, daß die DMO-Hyperbel im Gegensatz zur DMO-Ellipse eine Funktion der Geschwindigkeiten ist. Die Geschwindigkeitsunabhängigkeit der DMO-Ellipse läßt sich im Processing allerdings nur bedingt nutzen, weil eine Reflexions-DMO immer in Kombination mit einer geschwindigkeitsabhängigen NMO-Korrektur auftritt (s. Abb. 3.7).

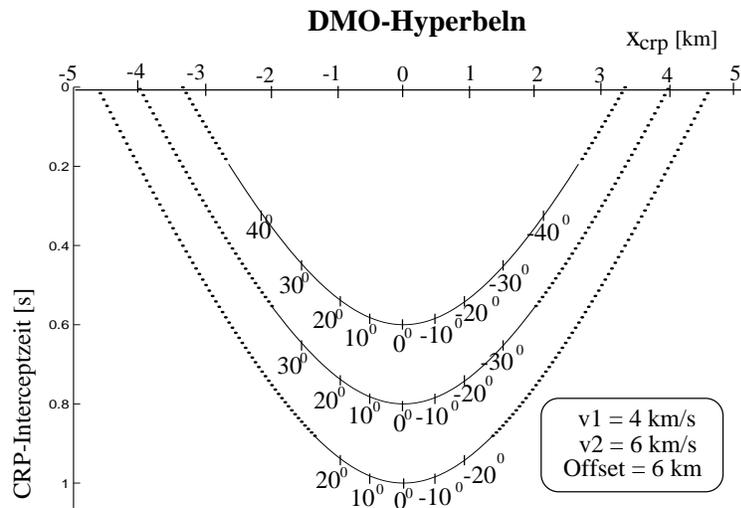


Abbildung 4.2: Drei DMO-Hyperbeln in der selben COF-Familie mit unterschiedlichen Scheitelpunkten bei $\tau^{crp} = 1.0$ s, 0,8 s und 0,6 s. Der durchgezogene Bereich markiert den physikalisch relevanten Bereich. Für verschiedene Winkel wurde nach Gl. 4.9 δx_{dmo} und nach Gl. 4.10 δt_{dmo} berechnet und ebenfalls dargestellt. Man bekommt dadurch einen Eindruck von der Größe der DMO-Korrektur.

Die Abb. 4.2 zeigt drei verschiedene DMO-Hyperbeln in einer COF-Familie ($\Delta = 6$ km) mit den Werten $v_1 = 4$ km/s und $v_2 = 6$ km/s. Die DMO-Hyperbeln sind die möglichen Ausgabelokationen für drei jeweils in den Scheitelpunkten (bei $x = 0$ und $\tau^{crp} = 1.0$ s bzw. 0,8 s bzw. 0,6 s) lokalisierten punktgroßen Eingabeimpulse. Die Form der drei DMO-Hyperbeln ist die gleiche, weil Gl. 4.18 keine Funktion der Zeit t_{lmo} ist. Zu bestimmten Schichtneigungswinkeln nach Gl. 4.9 δx_{dmo} und nach Gl. 4.10 δt_{dmo} berechnet und ebenfalls dargestellt. Wäre ein Refraktionssignal punktgroß, käme von einer Schichtgrenze mit dem Neigungswinkel α und säße nach CMP-Sortierung im Scheitelpunkt der DMO-Hyperbel, würde es durch die DMO-Korrektur, entsprechend der durch Winkel markierten

Punkte verschoben.

In der Abb. 4.2 sind die Winkel nur bis zu einem maximalen Neigungswinkel eingezeichnet, der mit zunehmender Scheitelpunktweite abnimmt, weil der maximale Neigungswinkel, der noch eine Beobachtung der Refraktierten an der Erdoberfläche erlaubt, mit zunehmender Tiefe abnimmt. Den so strahlengeometrisch begrenzten Bereich der DMO-Hyperbel bezeichnet man als Öffnungsweite der DMO-Hyperbel ($= 2\delta x_{dmo}^{max}$). In Abb. 4.2 sind die DMO-Hyperbeln innerhalb ihrer Öffnungsweite als durchgezogene und, außerhalb davon, als gepunktete Linien eingezeichnet.

Hält man die Laufzeit t für eine feste Quell- und Aufnehmeraufstellung und bei unveränderten Modellgeschwindigkeiten v_1, v_2 konstant, und erhöht nur den Neigungswinkel des Refraktionshorizonts α , wird das Wegstück auf dem Refraktor a , s. Abb. 4.1, immer kürzer. Ist das Wegstück a für ein α^{max} zu einem Punkt geworden, gibt es keinen Refraktionshorizont mit Neigungswinkel $\alpha > \alpha^{max}$ und derselben Laufzeit t , für den noch eine Refraktion möglich wäre. Der Strahlenweg für $a = 0$ ist der Strahlenweg des kritisch reflektierten Strahls. Er ist Grenzfall der Refraktions- zur Reflexionsseismik. Der kritisch reflektierte Strahl sollte sowohl durch die CMP-Refraktionsseismik (LMO, Refraktions-DMO und Lotzeittransformation) wie durch die CMP-Reflexionsseismik (NMO, Reflexions-DMO) von der Laufzeit in die CRP-Lotzeit transformiert werden.

Aus der gleichen Behandlung im Fall des kritisch reflektierten Strahls durch CMP-Reflexions- und CMP-Refraktionsseismik ergibt sich die Möglichkeit, den physikalisch relevanten Bereich anschaulich zu bestimmen. Ein Reflexionssignal wird durch die Reflexions-DMO in der CRP-Lotzeit dargestellt (CRP steht in diesem Fall für Common-Reflection-Point). Die CRP-Lotzeit $t_0^{crp'}$ hängt mit den Größen in Gl. 4.19 wie folgt zusammen:

$$t_0^{crp'} = t_{nmo} + \delta t_{dmo}. \quad (4.20)$$

Das Refraktionssignal wird durch die Refraktions-DMO in der CRP-Interceptzeit

$$\tau^{crp} = \cos(i_c) t_0^{crp} \quad (4.21)$$

dargestellt, wobei CRP in diesem Fall den Common-Refraction-Point bezeichnet. Im Fall des kritisch reflektierten Strahls gilt:

$$t_0^{crp'} = t_0^{crp}. \quad (4.22)$$

Um die DMO-Ellipse direkt mit der DMO-Hyperbel vergleichen zu können, muß man den unterschiedlichen Zeitkoordinaten Rechnung tragen und die DMO-Ellipse mit $\cos(i_c)$ skalieren (Umkehrung der Lotzeittransformation). In Abb. 4.3 wurden die DMO-Ellipsen in der skalierten Lotzeit zusätzlich zu den DMO-Hyperbeln für drei punktgroße Eingabeimpulse dargestellt. Die zueinander gehörenden DMO-Hyperbeln und DMO-Ellipsen tangieren sich in jeweils 2 Punkten. Dies sind die Zielkoordinaten eines Einheitimpulses, dessen Strahl kritisch reflektiert wurde, weil nur diese Zielkoordinaten sowohl in der

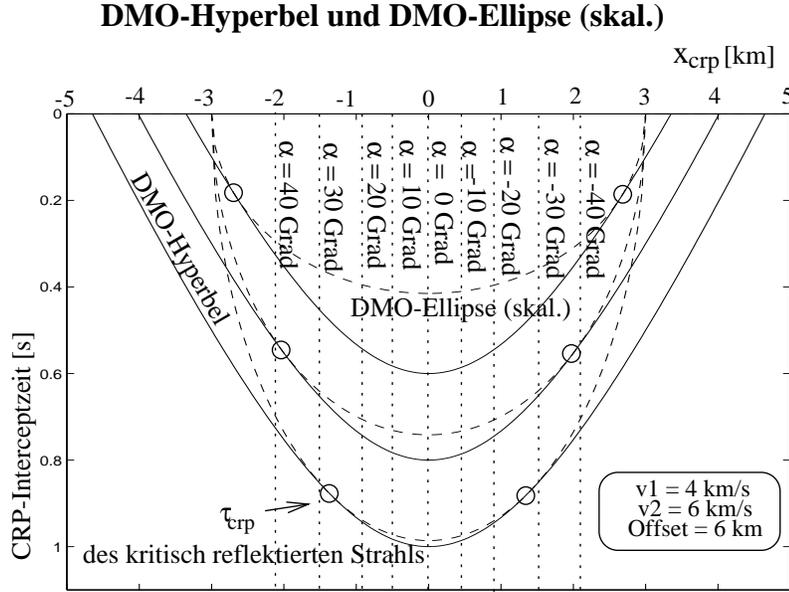


Abbildung 4.3: Eine graphische Lösung der Öffnungsweite der DMO-Hyperbel gelingt über den Vergleich mit der DMO-Ellipse. Zu den 3 DMO-Hyperbeln mit unterschiedlichen Scheitelpunkten (bei $\tau^{crp} = 0.6 \text{ s}$, 0.8 s bzw. 1.0 s) wurden die zugehörigen DMO-Ellipsen dargestellt. Die gemeinsame Zeitkoordinate in der Abbildung ist die CRP-Interceptzeit. Das heißt, die eigentliche Zeitkoordinate der DMO-Ellipse, Gl. 4.19, die CRP-Lotzeit, wurde mit $\cos(i_c)$ skaliert. Der Bereich zwischen den Tangentialpunkten beschreibt den physikalisch sinnvollen Bereich.

Refraktions-, wie in der Reflexionsseismik dieselben sind. Der physikalisch relevante Bereich der DMO-Hyperbel befindet sich zwischen diesen Tangentialpunkten.

Durch Auflösen der Gl. 4.19 mit Hilfe der Gl. 4.20 nach $t_0^{crp'}$ und Multiplikation mit $\cos(i_c)$, erhält man durch Gleichsetzen mit Hilfe der Gl. 4.2 und der nach τ^{crp} aufgelösten Gl. 4.18 aus der graphischen Lösung einen funktionalen Zusammenhang für δx_{dmo}^{max}

$$\delta x_{dmo}^{max} = \frac{\Delta}{2} \tan(i_c) \sqrt{\left(\frac{t_{lmo}^{max} + \frac{\Delta}{v_2}}{t_{lmo} + \frac{\Delta}{v_2}}\right)^2 - 1} \quad (4.23)$$

$$\text{mit } t_{lmo}^{max} = \frac{\Delta \cos(i_c)}{\tan(i_c) v_1}$$

$$\text{und } t_{lmo} \leq t_{lmo}^{max}.$$

Die LMO-korrigierte Laufzeit t_{lmo} ist die Laufzeit im Scheitelpunkt. Eine häufig ausreichende Abschätzung ist $\delta x_{dmo}^{max} \leq \Delta/2$. Das folgert man aus der Tatsache, daß der CRP immer zwischen Schuß und Geophon liegen muß.

4.1.3 Bestimmung neigungsfreier Scheingeschwindigkeiten

Im Konzept der Refraktions-DMO werden neigungsfreie Scheingeschwindigkeiten als Korrekturparameter benötigt. Die neigungsfreien Scheingeschwindigkeiten werden also einerseits als bekannt vorausgesetzt, sollen andererseits aber durch die DMO bestimmt werden. Dass dies kein Widerspruch ist, sondern das richtige Konzept zur Bestimmung der Scheingeschwindigkeiten darstellt, wurde bereits in Abschnitt 3.2.1 angedeutet. Im folgenden Abschnitt soll der Weg der iterativen Bestimmung neigungsfreier Scheingeschwindigkeiten bezüglich des Startmodells und des Konvergenzkriteriums näher diskutiert werden.

Das Konzept zur Bestimmung neigungsfreier Scheingeschwindigkeiten in der CMP-Refraktionsseismik mit DMO soll in Analogie zum bewährten Konzept der CMP-Reflexionsseismik entworfen werden (s. Abschn. 3.2.1). Durch die Kommutativität der LMO- und DMO-Operatoren in der CMP-Refraktionsseismik (s. abschließende Diskussion in Abschn. 4.1.1) wird aber aus der Bearbeitungssequenz LMO-, DMO- und inverser LMO-Korrektur, die den neigungsabhängigen Anteil aus den CMP-Laufzeitkurven eliminieren soll, einfach DMO.

Nach einer DMO mit korrekten Korrekturparametern ($v_{han} = v_1$ und $v_{ref} = v_2$), ohne vorherige oder sich anschließende LMO, hat man also in den CRP-Familien folgende Situation:

- Alle Refraktionssignale einer CRP-Laufzeitkurve haben denselben Refraktionspunkt.
- Die Steigung der CRP-Laufzeitkurve hat die Steigung $\frac{1}{v_2}$.

Eine DMO simuliert also keine experimentell realisierbare CRP-Familie, sondern „sortiert“ die Refraktionssignale nach gemeinsamen Refraktionspunkten und befreit die Laufzeitkurven von der Neigungsabhängigkeit.

Die Wirkungsweise der DMO-Korrektur soll, hinsichtlich der Geschwindigkeitsbestimmung, mit Hilfe der Abb. 4.4 näher erläutert werden. Verfolgt wird die Wirkung der DMO auf ein Signal mit der CMP-Koordinate x_2 und dem Offset Δ_1 , und auf ein Signal bei der CMP-Koordinate x_3 und dem Offset Δ_2 , die beide den gleichen CRP haben. Die Laufzeitkurve $t^{cmp}(x, \Delta)$ sei im Bereich der beiden Signale ein Ebenenstück. Vor DMO haben die Signale unterschiedliche Profilkordinaten (x_2 und x_3), weil die Schichtgrenze geneigt ist und sie deshalb unterschiedliche CMP-Koordinaten haben. Nach DMO müssen beide die gleiche Profilkordinate x_1 (CRP) haben. In der Abb. 4.4 ist die DMO-Korrektur nach Gl. 4.13 vektoriell in eine Verschiebung entlang der Tangente an die COF-Laufzeitkurve (in der Abb. mit (1) bezeichnet) und in eine reine Zeitverschiebung δt_{dmo}^{cmp} (in der Abb. mit (2) bezeichnet) zerlegt. Nach Teil (1) der DMO-Korrektur ist die Steigung der CRP-Laufzeitkurve bei x_1 gleich der Steigung der CMP-Laufzeitkurve bei x_2 bzw. x_3 vor der DMO-Korrektur, weil die Verschiebung der Signale nur in einer Ebene, der Tangentialebene, an x_2 bzw. x_3 , erfolgt. Die Steigung ändert sich aber nach dem Teil (2) der DMO-Korrektur, weil δt_{dmo}^{cmp} nach Gl. 4.17 eine Funktion von Δ ist.

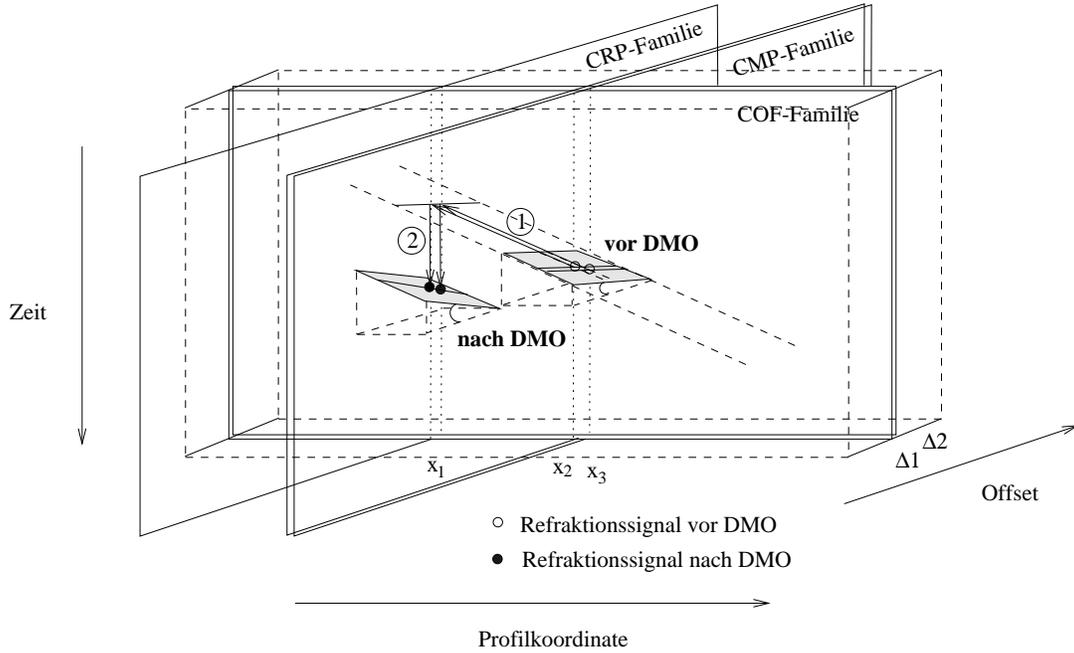


Abbildung 4.4: Die Signale bei x_2, Δ_1 und bei x_3, Δ_2 , werden durch DMO zur selben Profilkordinate x_1 verschoben (der Offset bleibt dabei unverändert). Die gesamte DMO-Korrektur kann man vektoriell in einen Anteil um δx_{dmo} tangential zur COF-Laufzeitkurve (1) und in einen reinen Zeitanteil δt_{dmo}^{cmp} nach Gl. 4.17 (2) zerlegen.

Verwendet man zur DMO-Korrektur die richtigen neigungsfreien Scheingeschwindigkeiten, ist die Steigung der CRP-Laufzeitkurve:

$$\frac{dt^{crp}}{d\Delta} = \frac{1}{V^{crp}} = \frac{1}{v_2}. \quad (4.24)$$

Die korrekten Korrekturparameter sind am Beginn der DMO-Bearbeitung allerdings noch nicht bekannt und sollen erst durch DMO bestimmt werden. Angenommen man macht DMO also mit falschen Geschwindigkeiten, dann finden sich ein Signal bei $x'_2 \neq x_2$ mit Offset Δ_1 und ein Signal bei $x'_3 \neq x_3$ mit Offset Δ_2 , die beide durch (1) nach x_1 transformiert werden. Die Steigung in Δ -Richtung verändert sich auch dann nicht durch den Teil (1) (nur Verschiebung in der Tangentialebene an die Laufzeitkurve in x'_2 bzw. x'_3), sondern nur durch den Teil (2), also durch δt_{dmo}^{cmp} , der DMO-Korrektur.

Wenn $t^{crp}(x, \Delta)$ die Laufzeitfunktion nach DMO und $t^{cmp}(x, \Delta)$ die Laufzeitfunktion vor DMO symbolisiert, dann findet man für die Steigung der CRP-Laufzeitkurve nach DMO mit Hilfe der Gl. 4.17:

$$\left. \frac{dt^{crp}}{d\Delta} \right|_{x_1} = \left. \frac{dt^{cmp}}{d\Delta} \right|_{x_2} + \frac{d\delta t_{dmo}^{cmp}}{d\Delta} \quad (4.25)$$

$$= \frac{dt^{cmp}}{d\Delta}|_{x_2} + \frac{1}{v_{ref}} \left\{ 1 - \sqrt{1 - \left(\frac{m_{cof} v_{han}}{2 \cos(\tilde{i}_c)} \right)^2} \right\} \quad (4.26)$$

$$= \frac{dt^{cmp}}{d\Delta}|_{x_2} + f(v_{han}, v_{ref}, m_{cof}) \quad (4.27)$$

mit

$$f(v_{han}, v_{ref}, m_{cof}) = \frac{1}{v_{ref}} \left\{ 1 - \sqrt{1 - \left(\frac{m_{cof} v_{han}}{2 \cos(\tilde{i}_c)} \right)^2} \right\} \quad (4.28)$$

und

$$\cos(\tilde{i}_c) = \sqrt{1 - \left(\frac{v_{han}}{v_{ref}} \right)^2}. \quad (4.29)$$

Für die CRP-Scheingeschwindigkeit schreibt sich Gl. 4.27 zu:

$$V^{crp} = \frac{V^{cmp}}{1 + V^{cmp} f(v_{han}, v_{ref}, m_{cof})}. \quad (4.30)$$

Man beachte, daß f mit v_{ref} abnimmt falls $m_{cof} \neq 0$, das heißt V^{crp} nimmt mit v_{ref} zu, also für

$$v'_{ref} > v_{ref} \quad (4.31)$$

ist auch

$$V^{crp'} = V^{crp}(f(v'_{ref})) > V^{crp} = V^{crp}(f(v_{ref})). \quad (4.32)$$

Nach dem Ansatz bei der Herleitung der DMO gilt bei $v_{ref} = v_2$

$$V^{crp}(f(v_{ref})) = v_2,$$

was sich mit Gl. 4.28 und Gl. 4.30 leicht überprüfen läßt.

Ebenfalls kann man sich an Gl. 4.28 und Gl. 4.30 davon überzeugen, daß

$$V^{crp} \leq V^{cmp}$$

ist, weil f nie kleiner 0 ist.

Nimmt man also eine Korrekturgeschwindigkeit $v_{ref} > v_2$, dann erhält man anschließend eine CRP-Scheingeschwindigkeit für die gilt:

$$v_2 \leq V^{crp} \leq V^{cmp}. \quad (4.33)$$

Die Gleichheitszeichen gelten für den Fall einer söhlichen Schichtgrenze. Aus den Eigenschaften entwickelt man ein Verfahren zur iterativen Bestimmung der neigungsfreien CRP-Scheingeschwindigkeiten.

1. Man macht eine DMO-Korrektur mit $v_{ref} = V^{cmp}$. Diese neigungsabhängigen CMP-Scheingeschwindigkeiten sind nie zu klein, sondern entweder korrekt (wenn $\alpha = 0$) oder zu groß (wenn $\alpha \neq 0$).
2. Man bestimmt anschließend die CRP-Scheingeschwindigkeiten V^{crp} . Diese liegen nach Gl. 4.33 irgendwo zwischen v_2 und V^{cmp} .
3. Die CRP-Scheingeschwindigkeiten werden als v_{ref} für eine erneute DMO-Bearbeitung genutzt.
4. Anschließend bestimmt man erneut CRP-Scheingeschwindigkeiten. Diese sind nach Gl. 4.31 und Gl. 4.32 etwas kleiner als die zuvor bestimmten CRP-Scheingeschwindigkeiten, weil man einen kleineren Korrekturparameter v_{ref} verwendet hat. Sie sind nach Gl. 4.33 aber größer als v_2 .
5. Die verbesserten CRP-Scheingeschwindigkeiten können für eine 3-te Iteration verwendet werden usw.. Nach einigen Iterationen wird sich der Prozeß im Rahmen der Fehlergrenzen nicht weiter verbessern lassen. Die zuletzt ermittelten CRP-Scheingeschwindigkeiten sind die neigungsfreien CRP-Scheingeschwindigkeiten und diese sind gleich den echten Wellenausbreitungsgeschwindigkeiten v_2 .

Statt der neigungsabhängigen CMP-Scheingeschwindigkeiten V^{cmp} würde die Iteration auch mit jedem anderen, zu hohen Startparameter v_{ref} konvergieren. Mit der iterativen Anwendung der Gl. 4.30 kann man theoretische Aussagen über den Iterationsprozeß bzw. die Wirkungsweise der Refraktions-DMO machen (s. die folgenden numerische Beispiele).

Beispiel 1 Man betrachte einen 2-Schichtenfall mit einer planaren um $\alpha = 15^\circ$ geneigten Schichtgrenze ($v_1 = 2.0$ km/s, $v_2 = 3.9$ km/s). Nach Gl. 3.13 und Gl. 3.18 berechnet man für

$$V^{cmp} = 4.037 \frac{km}{s} \quad (4.34)$$

$$m_{cof} = 0.2222 \frac{s}{km}. \quad (4.35)$$

Die iterative Anwendung der Gl. 4.30 führt zu den Ergebnissen der Tab. 4.1. Als Startwert für v_{ref} wurde V^{cmp} verwendet. v_{han} hatte in allen 3 Iterationen den Wert $v_{han} = 2.00$ km/s. Der Iterationsprozeß konvergiert offensichtlich sehr schnell. Schon nach der 1-ten Iteration ändern sich die CRP-Scheingeschwindigkeiten nur noch um wenige m/s. In realen Daten ist eine Änderung von wenigen m/s in der Regel nicht mehr auflösbar. Man würde für ein Modell nach diesem Beispiel eine Konvergenz schon nach der 1-ten Iteration beobachten (s. auch die Bearbeitung des synthetischen Datensatzes in Kapitel 5).

Tabelle 4.1: Iterative Bestimmung der neigungsfreien CRP-Scheingeschwindigkeiten nach Gl. 4.30 mit $v_{han} = 2.00$ km/s. Das Modell war ein 2-Schichtmodell mit einer um 15^0 geneigten Schichtgrenze ($v_1 = 2.00$ km/s, $v_2 = 3.9$ km/s). Verwendet man als Startwert für $v_{ref} = V^{cmp}$ beobachtet man eine sehr schnelle Konvergenz bei den neigungsfreien CRP-Scheingeschwindigkeiten.

	v_{ref}	V^{crp}
1-te Iteration	4.0376 km/s	3.9076 km/s
2-te Iteration	3.9076 km/s	3.9004 km/s
3-te Iteration	3.9004 km/s	3.9000 km/s

Tabelle 4.2: Berechnungen von V^{crp} für verschiedene Korrekturparameter v_{ref} und konstantem Korrekturparameter $v_{han} = 2.00$ km/s nach Gl. 4.30. Das Modell war ein 2-Schichtmodell mit einer um 15^0 geneigten Schichtgrenze ($v_1 = 2.00$ km/s, $v_2 = 3.9$ km/s). Auch bei viel zu großen Geschwindigkeiten v_{ref} werden schon nach der 1-ten Iteration CRP-Scheingeschwindigkeiten berechnet, die ziemlich gut den neigungsfreien CRP-Scheingeschwindigkeiten entsprechen.

v_{ref}	V^{crp}
3.9 km/s	3.900 km/s
4.0 km/s	3.906 km/s
4.2 km/s	3.915 km/s
5.0 km/s	3.943 km/s

Beispiel 2 Das Modell in diesem Beispiel entspricht dem in Beispiel 1. Die Tab. 4.2 zeigt die nach Gl. 4.30 berechneten CRP-Scheingeschwindigkeiten für verschiedene DMO-Korrekturparameter v_{ref} (v_{han} ist jeweils konstant = 2.00 km/s). Für $v_{ref} =$ neigungsfreie CRP-Scheingeschwindigkeiten = 3.9 km/s berechnet man $V^{crp} = v_{ref}$, was nach dem Ansatz der Herleitung (Abschn. 4.1.1) auch so zu erwarten war. Es zeigt sich allerdings auch, daß selbst bei viel zu großen Korrekturparametern v_{ref} schon nach der 1-ten Iteration V^{crp} ziemlich gut den neigungsfreien Scheingeschwindigkeiten entspricht. Die CRP-Scheingeschwindigkeiten sind in allen Fällen kleiner als die CMP-Scheingeschwindigkeiten. Ist eine Iteration aufgrund schlechter Datenqualität nicht möglich und sind die CMP-Scheingeschwindigkeiten nicht genau bekannt, lohnt sich auch eine einfache DMO-Korrektur mit einem groben Schätzwert.

4.1.4 Refraktions-DMO im n-Schichtenfall

Die Konzepte für die Refraktions-DMO und Reflexions-DMO wurden anhand des 2-Schichtenfalls mit konstanten Geschwindigkeiten hergeleitet. Hale (1991) kommentiert diesen Ansatz für Anwendungen der Reflexions-DMO mit folgenden Worten:

„The derivation of DMO methods ... has been based on the assumption that velocity is constant. Although this assumption is almost never valid, the widespread application of these constant-velocity DMO methods suggest that

constant velocity DMO is usually better than no DMO at all.“

Auch in der Refraktionsseismik ist der Modellfall konstanter Schichten praktisch nie erfüllt. Die Grenzen der Anwendbarkeit der Refraktions-DMO gilt es so gut wie möglich theoretisch und, wo dies schwierig wird, numerisch zu bestimmen. Die Refraktions-DMO wird wie die Reflexions-DMO nur für eine begrenzte Anzahl von Modelltypen erfolgreich eingesetzt werden können. Für die Datenbearbeitung großer horizontaler Geschwindigkeitsvariationen sind beide Verfahren z.B. nicht geeignet. Einen vorläufigen qualitativen Eindruck des Modells zum beobachteten Datensatz bekommt man durch eine Analyse der COF- und CMP-Familien. In den CMP-Familien kann man die Reihenfolge der Schichtgrenzen mit der Tiefe bestimmen. Die COF-Familien eignen sich für eine qualitative Analyse der horizontalen Geschwindigkeitsvariationen, z.B. sind bei horizontal homogenen Verhältnissen die COF-Laufzeitkurven nicht geeignet.

Die Geometrie refraktierter Wellen erlaubt auch im n-Schichtenfall mit einer beliebig geneigten planaren Schichtgrenze und söhligten Schichten im Hangenden die korrekte Bestimmung neigungsfreier CRP-Scheingeschwindigkeiten.

Die Funktion $t_n^{cmp}(\Delta, x_{cmp})$ der Laufzeit in Abhängigkeit der CMP-Koordinate x_{cmp} und des Offsets Δ der an der n-ten Schichtgrenze mit beliebigem Neigungswinkel α_n refraktierten Strahlen bei $i = 1 \dots n-1$ söhligten Schichten konstanter Geschwindigkeit v_i im Hangenden, schreibt sich nach Gebrande (1986)

$$t_n^{cmp} = \sum_{i=1}^{n-1} \frac{2h_i(x_{cmp})}{v_i} \sqrt{1 - \left(\frac{v_i}{v_n}\right)^2} + \frac{\Delta}{v_n} \cos(\alpha_n). \quad (4.36)$$

Die Mächtigkeiten $h_i(x_{cmp})$ werden, vom CMP ausgehend, lotrecht auf die Schichtgrenzen gemessen (s. Abb. 4.5). Die Steigung der COF-Laufzeitkurve der n-ten Schichtgrenze erhält man durch die partielle Ableitung der Gl. 4.36 nach der CMP-Ortskoordinate x_{cmp} ,

$$m_{cof} = \frac{\partial t_n^{cmp}}{\partial x_{cmp}} = \frac{2 \sin(\alpha_n)}{v_{n-1}} \sqrt{1 - \left(\frac{v_{n-1}}{v_n}\right)^2} = \frac{2 \sin(\alpha_n)}{v_{n-1}} \cos(i_c). \quad (4.37)$$

$$\text{mit } \sin(i_c) = \frac{v_{n-1}}{v_n}$$

$$\text{weil } \frac{\partial h_i}{\partial x_{cmp}} = 0 \quad \text{für } i = 1, 2, \dots, n-2$$

$$\text{und } \frac{\partial h_{n-1}}{\partial x_{cmp}} = \sin(\alpha_n).$$

Setzt man Gl. 4.37 in Gl. 4.28 ein und wählt für $v_{han} = v_{n-1}$ und für $v_{ref} = v_n$, wird damit V^{crp} nach Gl. 4.30 $V^{crp} = v_n$. Setzt man also v_{n-1} als bekannt voraus und verwendet bei der iterativen Geschwindigkeitsbestimmung $v_{han} = v_{n-1}$ konvergiert der Prozeß bei zu großen Startwerten $v_{ref} > v_n$ bei den neigungsfreien CRP-Scheingeschwindigkeiten v_n .

Fällen ausreichend gut, wie man auch am Beispiel der Abb. 4.5 berechnet.

Die Laufzeit \bar{t}_n eines hypothetischen Strahls, der sich entlang der lotrecht gemessenen Mächtigkeiten ausbreitet, beträgt für den in der Abb. 4.5 dargestellten Strahl $\bar{t}_n = 725.9ms$. Die Laufzeit des echten Lotstrahls beträgt $t_0^{crp} = 725.1ms$. Die Laufzeit \bar{t}_n ist somit eine sehr gute Approximation der CRP-Lotzeit. Auch die räumliche Translation δx_{dmo} verschiebt das Refraktionssignal in sehr guter Näherung an den Ort des korrekten auftauchenden CRP-Lotstrahls (s. Abb. 4.5).

Voraussetzung für eine erfolgreiche Anwendung der DMO-Korrektur in der CMP-Refraktionsseismik ist die Kenntnis der Geschwindigkeit im Hangenden. Diese läßt sich in der Regel vor DMO aus den Scheingeschwindigkeiten der CMP-Laufzeitkurven bestimmen. Bei einer ausschließlichen Analyse der Ersteinsätze besteht die Gefahr von „hidden layers“ (unsichtbarer Schichten), deren Laufzeiten nie Ersteinsätze bilden und somit bei der Geschwindigkeitsbestimmung unerkannt bleiben.

4.2 Ein Algorithmus für die Refraktions-DMO

Basierend auf den Grundgleichungen des letzten Abschnitts soll zunächst ein geeignetes Konzept für eine Implementierung der Refraktions-DMO gefunden werden. Bei der Diskussion der möglichen Implementierungskonzepte in Abschn. 4.2.1 kann man sich an den Konzepten bereits bewährter seismischer Prozesse (z.B. Migration, Reflexions-DMO) orientieren. Der letztendlich implementierte DMO-Algorithmus, dessen Theorie in Abschn. 4.2.2 entwickelt wird, wirkt auf das Spektrum der Wellenfelder der COF-Familien, ähnlich dem DMO-Algorithmus von Hale (1984) für die Reflexionsseismik. Er bewahrt weitgehend die Wellenform und hat die Komplexität der Schnellen Fouriertransformation.

4.2.1 Konzepte einer DMO-Implementierung

Die DMO-Korrektur hat die Aufgabe, ein Refraktionssignal nach den Grundgleichungen der DMO (Gl. 4.14 und Gl. 4.15) zu transformieren. Der benötigte Wert der Steigung m_{cof} läßt sich entweder explizit durch Korrelationsrechnungen in den COF-Familien bestimmen oder implizit in einem Verfahren zur DMO-Korrektur verwenden. Im folgenden Abschnitt sollen zwei DMO-Konzepte, die sich für eine Implementierung der Reflexions-DMO bewährt haben, für eine Implementierung der Refraktions-DMO näher diskutiert werden. In beiden DMO-Konzepten wird die Steigung der COF-Laufzeitkurve implizit genutzt. Beide Verfahren (Integral- und Frequenz-Wellenzahl-DMO) sind gleichwertig in dem Sinne, daß sie bei geeigneter Implementierung dasselbe Ergebnis liefern können.

4.2.1.1 Integral-DMO

Ein weitverbreiteter Ansatz für einen Algorithmus, der Signale in einer Bearbeitungsfamilie verschiebt, ist die Integral-Methode nach dem Migrations-Prinzip von Kirchhoff (s.

Sheriff und Geldart, 1995). Deregowski und Rocca (1981) entwickelten eine Integral-DMO, indem sie das Reflexionssignal auf der DMO-Ellipse (phasenverschoben und gewichtet) verschmieren. Die benötigten Gewichtung- und Phasenfunktionen, bei denen die Wellenform der Reflektierten durch den Prozeß möglichst gut erhalten bleiben, wurden von ihnen auf empirischem Weg gefunden.

Für die Refraktions-DMO ergäbe sich daraus der Ansatz, die Refraktierten auf den DMO-Hyperbeln (phasenverschoben und gewichtet) zu verschmieren. Die benötigten Phasen- und Gewichtungsfunktionen müßten empirisch bestimmt werden. Die Wirkung eines so konstruierten DMO-Prozesses bei der Eingabe eines einzelnen Refraktionssignals auf einer Spur und bei sonst lauter Nullspuren bezeichnet man als DMO-Impulsantwort des Refraktionssignals. Die DMO-Impulsantwort hat die Form der DMO-Hyperbel. Die Abb. 4.6 zeigt schematisch das Prinzip der Funktionsweise einer Integral-DMO. Die COF-Laufzeitkurve nach DMO liegt entlang der tangential an den DMO-Hyperbeln verlaufenden Einhüllenden. Die COF-Laufzeitkurve entsteht durch konstruktive und destruktive Interferenz der DMO-Impulsantworten.

Prinzip der Integral-DMO

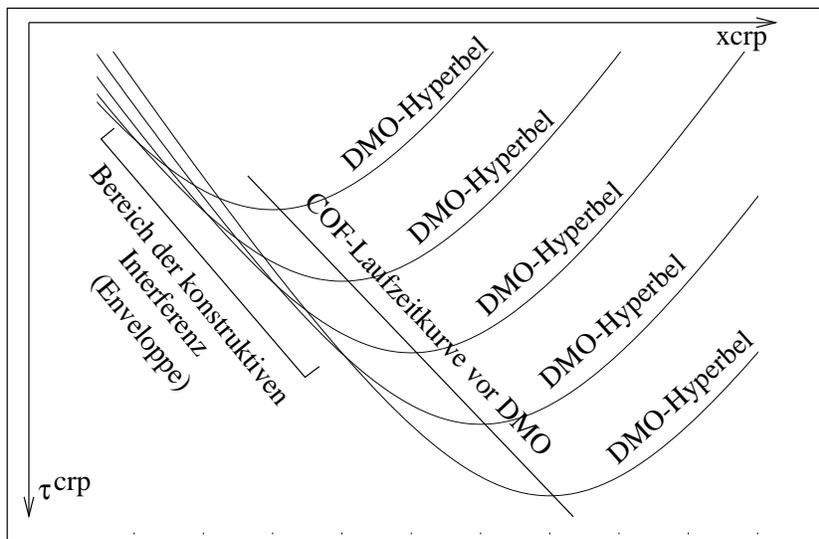


Abbildung 4.6: Prinzip der Integral-DMO. Ein Verschmieren der (nicht dargestellten) Refraktionssignale auf ihren DMO-Hyperbeln (hier 5 Stück) führt zu konstruktiver Interferenz bei den theoretischen Zielkoordinaten (Einhüllende der DMO-Hyperbeln).

Für eine Implementierung der Integral-DMO in der Refraktionsseismik sprechen folgende Aspekte:

- Die integralen Methoden können spurweise abgearbeitet werden und benötigen deshalb nur sehr wenig Platz im Arbeitsspeicher. Sie können auf Rechnern mit geringen

Speicherkapazitäten implementiert werden.

- Die Spurbstände in den COF-Familien müssen im Gegensatz zu den Frequenz-Wellenzahl-Algorithmen nicht notwendig äquidistant sein. Integral-DMO kann auch bei unregelmäßigen Quell- und Aufnehmerkonfigurationen eingesetzt werden.
- Die integralen Methoden erlauben eine physikalisch begründete Begrenzung der Öffnungsweite der DMO-Hyperbel (s. Abschn. 4.1.2). Eine reduzierte Öffnungsweite reduziert Rechenzeit und prozessinduzierte Störeffekte. Die Beschränkung der Öffnungsweite kann auch als Neigungsfilter verwendet werden.
- Es wird keine explizite Bestimmung der Steigung der COF-Laufzeitkurve benötigt.

Gegen eine Implementierung der Integral-DMO in der Refraktionsseismik spricht:

- Die Rechenzeit wächst linear mit der Öffnungsweite der DMO-Hyperbel und somit in etwa linear mit dem Offset der zu bearbeitenden COF-Familie. Die Offsets, ab denen refraktierte Signale beobachtet werden können, sind groß. Die Komplexität des Algorithmus der Integral-DMO ist größer als die der Frequenz-Wellenzahl-DMO.
- Empirische Gewichtung- und Phasenfunktionen werden für eine bestimmte Quell- und Aufnehmergeometrie konzipiert und können das Ergebnis bei veränderter Quell- und Aufnehmergeometrie stark verfälschen. Die theoretisch exakte Herleitung der Gewichtung- und Phasenfunktionen ist bisher leider nicht gelungen.

4.2.1.2 Frequenz-Wellenzahl-DMO

Frequenz-Wellenzahl-Algorithmen haben sich bei der Implementierung der Reflexions-DMO bewährt. Hale (1984) beschreibt in seiner Ph.D.-Arbeit an der Stanford Universität, 1983, erstmals einen DMO-Algorithmus für den Frequenz-Wellenzahl-Bereich. Notfors und Godfrey (1987) haben die Hale-DMO mit den Vorteilen der Schnellen Fouriertransformation verknüpft. Eine weitere Verbesserung für die Erhaltung der Wellenform bei der DMO-Korrektur erhielt dieser algorithmische Ansatz durch Black et al. (1993).

Nach dem Prinzip der Hale-DMO wurde in der vorliegenden Arbeit eine Refraktions-DMO für den Frequenz-Wellenzahl-Bereich entwickelt (s. Abschn. 4.2.2.2). Der, häufig als heuristisch bezeichnete Ansatz der Hale-DMO, der die Steigung der COF-Laufzeitkurve m_{cof} durch die Variablen k und f wie folgt ersetzt:

$$m_{cof} = \frac{k}{f} \quad (4.39)$$

soll auf einem anschaulichen, mathematisch nachvollziehbaren Weg für den Algorithmus der Refraktions-DMO näher erklärt werden.

Die Herleitung ergibt einen DMO-Operator für den Frequenz-Wellenzahl-Bereich, der auf das Spektrum der COF-Familie multipliziert werden muß, um das Spektrum der DMO-bearbeiteten COF-Familie zu ergeben. Durch Rücktransformation des veränderten Spektrums erhält man die DMO-bearbeitete COF-Familie. Die Wellenform der Refraktierten wird dabei sehr gut bewahrt. Die Fouriertransformation ist mit Hilfe der Schnellen Fouriertransformation ein recht schneller Prozeß.

Für eine Implementierung der Refraktions-DMO im Frequenz-Wellenzahl-Bereich spricht:

- Der DMO-Algorithmus für den Frequenz-Wellenzahl-Bereich bewahrt, weitgehend unabhängig von der Meßgeometrie, die Wellenform der Refraktionssignale.
- Die Zahl der Rechenschritte ist unabhängig vom Offset. Die Komplexität des Algorithmus ist eine Funktion der Datenwerte pro COF-Familie. Die Komplexität der Frequenz-Wellenzahl-DMO (kurz f-k-DMO) ist geringer als die der Integral-DMO.
- Es wird keine explizite Bestimmung der Steigung der COF-Laufzeitkurve benötigt.

Gegen eine Implementierung der Refraktions-DMO im Frequenz-Wellenzahl-Bereich spricht:

- Spezielle Eigenschaften der Schnellen Fouriertransformation können ein Anfügen von nullwertigen Spuren bzw. nullwertigen Datenwerten an den Spurenden erfordern. Die zusätzlichen Daten müssen mitbearbeitet werden und erhöhen die Rechenzeit.
- Bei einer Unterabtastung des Wellenfelds im Sinne der Nyquisttheoreme (s. Abschn. 3.1.2.1 und Abschn. 3.1.2.2) kommt es zu einer Verfälschung des Spektrums und zu Fehlfunktionen der DMO-Korrektur.
- Aufgrund der Eigenschaften der Diskreten Fouriertransformation besteht die Gefahr, daß Energie, deren Zielkoordinaten außerhalb der Ränder der COF-Familie liegen, fälschlicherweise am gegenüberliegenden (sowohl zeitlichen wie räumlichen) Rand abgebildet wird (wrap-around-Effekt). Dieser störende Effekt kann zwar durch zusätzlich angefügte leere Datenwerte verhindert werden, das hat aber wiederum den Nachteil einer höheren Rechenzeit.
- Die Frequenz-Wellenzahl-DMO setzt äquidistante Spurabstände in den COF-Familien voraus.

Beide DMO-Konzepte (Integral- und Frequenz-Wellenzahl) verursachen bei abnehmender Länge der COF-Laufzeitkurve zunehmend prozeßinduziertes Rauschen in Form von hyperbelförmigen Impulsantworten. Diese verbliebenen Äste der Impulsantwort beobachtet man auch in den Bearbeitungen der Migration und der Reflexions-DMO. Man

bezeichnet sie dort ihrer Form wegen als „Smiles“ (s. z.B. Sheriff und Geldart, 1995, S. 328).

In der Reflexionsseismik haben sich in der Praxis die DMO-Algorithmen für den Frequenz-Wellenzahl-Bereich als stabiler erwiesen. Die Phasen- und Gewichtungsfunktionen der Integral-Methoden sind nur schwer zu bestimmen. Die empirisch bestimmten Funktionen sind nur für bestimmte Geometrien geeignet und können bei veränderter Geometrie Schaden anrichten. Hale (1991) sagt in bezug auf die Reflexions-DMO, daß es zwar immer einfach ist, „eine Integral-DMO zu entwickeln, die mehr oder weniger macht, was man von ihr erwartet, die aber an anderer Stelle schlechter ist als die Ergebnisse, die man mit den Fouriertransformation-Implementierungen erhält.“ Seit Black et al. (1993) lassen sich aus den Frequenz-Wellenzahl-Algorithmen für die Reflexions-DMO auch Phasen- und Gewichtungsfunktionen für die Integral-Methode berechnen, womit beide Verfahren wirklich gleichwertig werden. Für die Refraktions-DMO ist dies bisher allerdings noch nicht möglich; deshalb ist es sinnvoll, bei der Entwicklung eines algorithmischen Konzepts den Weg über den Frequenz-Wellenzahl-Bereich zu gehen. Ein weiterer entscheidender Vorteil des Frequenz-Wellenzahl-Algorithmus ist seine Schnelligkeit.

4.2.2 Theorie der Refraktions-DMO für den Frequenz-Wellenzahl-Bereich

In diesem Abschnitt soll das Konzept des DMO-Algorithmus für den Frequenz-Wellenzahl-Bereich beschrieben werden. Dabei werden Eigenschaften der Fouriertransformation und der Beziehungen zwischen den Abbildungsräumen, dem Zeit-Ort-Bereich und dem Frequenz-Wellenzahl-Bereich benötigt. Weil diese möglicherweise nicht jedem Leser bekannt sind, sollen die wichtigsten Argumente zunächst in einem eigenen Abschnitt abgehandelt werden. Die dabei verwendete Nomenklatur der Fouriertransformation richtet sich nach Buttkus (1991). Dort finden sich auch die im folgenden skizzierten Argumente in ausführlicherer Form.

4.2.2.1 Theoretische Grundlagen

Die Fouriertransformation ist eine bijektive Abbildungsvorschrift zwischen dem Aufzeichnungsbereich der seismischen Daten, dem *Zeit-Ort-Bereich* (t - x -Bereich) und dem *Frequenz-Wellenzahl-Bereich* (f - k -Bereich). Jede Operation im Zeit-Ort-Bereich hat eine entsprechende Operation im f - k -Bereich. In manchen Fällen werden Operationen im f - k -Bereich mathematisch einfacher oder numerisch effizienter. In solchen Fällen kann sich eine Transformation der Wellenfelder in den f - k -Bereich lohnen. Für diskrete Daten ist eine Fouriertransformation mit Hilfe der Schnellen Fouriertransformation (Fast Fouriertransformation oder kurz FFT) automatisch und sehr schnell durchführbar.

Die **Fouriertransformation** ist nach Jean Baptiste Joseph Fourier (1768-1830) benannt, der bei einer Zerlegung der Wärmeleitungskurven in trigonometrische Funktionen

die Vermutung aufstellte, daß sich alle periodischen Funktionen in trigonometrische Funktionen zerlegen lassen (Fourierzerlegung). Eine Verallgemeinerung der Fourierzerlegung periodischer Funktionen der Periodendauer T durch $T \rightarrow \infty$ führt zur *Fouriertransformation* aperiodischer Funktionen.

Die Fouriertransformation in 2 Dimensionen entspricht einer Zerlegung der Funktion $g(x,t)$ in ebene, harmonische Wellen¹

$$hw(k, f) = e^{-i2\pi(ft-kx)} \quad (4.40)$$

mit der Frequenz f und der Wellenzahl k . Die Wellenzahl k wird hier (und auch bei Buttkus, 1991) über die Wellenlänge λ wie folgt definiert:

$$k = \frac{1}{\lambda}. \quad (4.41)$$

Vorsicht: Andere Autoren definieren die Wellenzahl auch als Produkt des Kehrwerts der Wellenlänge mit dem Faktor 2π .

Die Fouriertransformation in 2 Dimensionen lautet:

$$G(k, f) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} g(x, t) e^{-i2\pi(ft-kx)} dt dx. \quad (4.42)$$

Die Funktion $G(k, f)$ nennt man das Spektrum der Funktion $g(x,t)$. Die Inverse Fouriertransformation in 2 Dimensionen lautet:

$$g(x, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} G(k, f) e^{i2\pi(ft-kx)} df dk. \quad (4.43)$$

Für jede Operation mit $g(x,t)$ gibt es auch eine entsprechende Operation für das Spektrum $G(k,f)$ im f - k -Bereich. Einige Beispiele für Operationen mit Funktionen $g(x,t)$ und $h(x,t)$ und entsprechende Operationen der Spektren für $G(k,f)$ bzw. $H(k,f)$ findet man in Tab. 4.3.

Das im allgemeinen komplexe 2-dimensionale Spektrum

$$G(k, f) = U(k, f) + iV(k, f) \quad (4.44)$$

mit dem Realteil $U(k,f)$ und dem Imaginärteil $V(k,f)$ wird zweckmäßig in **Betrag** und **Phase** zerlegt dargestellt

$$G(k, f) = |G(k, f)| e^{i\Phi(k,f)}. \quad (4.45)$$

¹Für die Fouriertransformation von Wellenfeldern ist es zweckmäßig, wie hier, im Exponenten der ebenen Wellen durch das Vorzeichen den orts- vom zeitabhängigen Anteil zu unterscheiden, damit eine ebene Welle, die sich in positiver x -Richtung ausbreitet, sich auch in positiver k -Richtung ausbreitet. In anderen Formulierungen der Fouriertransformation findet man manchmal auch statt dem negativen ein positives Vorzeichen.

Theorem	Ort-Zeit-Funktion	Spektrum
Additions-	$h(x, t) + g(x, t)$	$H(k, f) + G(k, f)$
Verschiebungs-	$h(t - \delta t, x - \delta x)$	$H(k, f) \cdot e^{-i2\pi(f\delta t - k\delta x)}$
Faltungs-	$\int \int h(t', x')g(t - t', x - x')dt' dx'$	$H(k, f)G(k, f)$
Produkt-	$h(x, t)g(x, t)$	$\int \int H(f', k')G(f - f', k - k')df' dk'$
Maßstabs-	$h(at, x)$	$1/aH(f/a, k)$

Tabelle 4.3: Einige wichtige Theoreme der 2-dimensionalen Fouriertransformation.

Der Betrag $|G(k, f)|$ heißt **Amplitudenspektrum** und die Phase $\Phi(k, f)$ **Phasenspektrum**.

Eine Funktion $g(x, t)$ hat in der Seismik ausschließlich reelle Funktionswerte. Für solche Funktionen bestehen besondere Symmetrieeigenschaften, die sich für die DMO-Bearbeitung nutzen lassen (s. Buttkus, 1991).

Das Spektrum einer reellen Funktion $g(x, t)$ ist symmetrisch zum konjugiert komplexen Spektrum $G^*(k, f)$

$$G(-k, -f) = G^*(k, f) \quad (4.46)$$

woraus folgt: Das Amplitudenspektrum $|G(-k, -f)|$ ist eine gerade

$$|G(-k, -f)| = |G(k, f)| \quad (4.47)$$

und das Phasenspektrum $\Phi(k, f)$ eine ungerade Funktion

$$\Phi(-k, -f) = -\Phi(k, f). \quad (4.48)$$

Für den Fall, daß $g(x, t)$ zusätzlich gerade ist, folgt sogar: das Spektrum ist reell ($V(k, f) = 0$). Das Spektrum einer ungeraden reellen Funktion $g(x, t)$ ist rein imaginär ($U(k, f) = 0$).

Die Symmetrieeigenschaften der Spektren reeller Funktionen lassen sich für eine besonders effiziente Implementierung der Schnellen Fouriertransformation nutzen (s. z.B. Press et al., 1992, S. 519 ff.).

In der Herleitung des DMO-Operators sollen einige Theoreme der Fouriertransformation verwendet werden.

Das wohl am meisten genutzte Theorem in der Seismik ist der **Faltungssatz**, s. Tab. 4.3. Auf ihm basiert die Filtertheorie. Nach dem Faltungssatz ist es gleichwertig, ob man zwei Funktionen miteinander faltet (Symbol: $*$) oder deren Spektren miteinander multipliziert und das resultierende Spektrum in den t-x-Bereich zurück transformiert.

Die Multiplikation des Spektrums einer seismischen Funktion mit einem *Operator* ist anschaulicher - und bei der Bearbeitung großer Mengen diskreter Daten trotz zweimaliger Fouriertransformation oft auch schneller - als die recht komplizierte Operation der Faltung. Die Faltung zweier Funktionen mit je N Datenwerten hat die Komplexität $O = N^2$,

während die zweimalige Fouriertransformation inklusive Multiplikation der Spektren eine geringere Komplexität ($O = N \log_2 N$) hat.

Ein wesentlicher Bestandteil der Herleitung der f-k-DMO für die Refraktionsseismik ist das **Verschiebungstheorem**. Das Verschiebungstheorem ist ein Spezialfall des Faltungssatzes.

Das Spektrum einer seismischen Messung Ein auf dem Meßniveau registriertes, seismisches Wellenfeld wird für Analyse und Bearbeitungszwecke häufig in Bereichen mit 2-dimensionaler Basis (z.B. COF-, CMP-, CSP-, CGP-Familien) betrachtet. Die Amplitudenfunktionen haben folgende charakteristischen Merkmale:

- Es sind reelle Funktionen.
- Der überwiegende Anteil der Energie ist auf ein Frequenzband begrenzt.
- Die Funktionswerte sind beschränkt.
- Die Energie ist teilweise ungeordnet (z.B. die Bodenunruhe); teilweise tritt sie als kohärente Energie in Form von mehr oder weniger gleichbleibenden Wellenzügen entlang von Laufzeitkurven $t(x)$ mit endlichen Steigungswerten auf.

Die Frequenzbandbeschränkung und die Endlichkeit der Steigung der Laufzeitkurve ermöglichen eine nach Abschn. 3.1.2 verlustfreie Diskretisierung der Funktionen in Ort und Zeit. Das Spektrum einer diskreten Funktion ist mit Hilfe der Schnellen Fouriertransformation automatisch und sehr schnell zu berechnen. Im folgenden sollen die Spektren einiger Spezialfälle berechnet werden, die bei der Entwicklung des DMO-Operators für den f-k-Bereich von großer Wichtigkeit sind.

(a) Das Spektrum eines Signals im Ursprung Gegeben sei ein zeitabhängiges zu $t = 0$ symmetrisches Signal $g(t)$. Dessen Spektrum sei $G(f)$. Das Signal sitze im Ursprung einer COF-Familie $g_a(x, t)$, die sonst nur Amplituden mit dem Wert = Null hat, d.h.:

$$g_a(x, t) = \begin{cases} g(t) & : x = 0 \\ 0 & : x \neq 0. \end{cases} \quad (4.49)$$

Gesucht wird das Spektrum der COF-Familie $G_a(k, f)$. Man berechnet das Spektrum durch Einsetzen von $g_a(x, t)$ in Gl. 4.42 und erhält:

$$\begin{aligned} G_a(k, f) &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} g_a(x, t) e^{-i2\pi(ft-kx)} dt dx \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} g_a(0, t) e^{-i2\pi ft} dt \\ &= G(f). \end{aligned} \quad (4.50)$$

Das 2-dimensionale Spektrum der COF-Familie ist also nur eine Funktion von f und somit translationsinvariant in k -Richtung.

(b) Das Spektrum eines Signals im Punkt x_0, t_0 Aus dem Ergebnis in (a), Gl. 4.50, und dem Verschiebungstheorem (s. Tab. 4.3) erhält man sehr einfach das Spektrum einer COF-Familie, das nur ein zeitabhängiges Signal symmetrisch zum Punkt x_0, t_0 und sonst nur Werte = Null hat. Die Funktion $g_b(x, t)$ ist:

$$g_b(x, t) = \begin{cases} g(t - t_0) & : x = x_0 \\ 0 & : x \neq x_0. \end{cases} \quad (4.51)$$

Mit den Verschiebungsweiten $\delta x = x_0$ und $\delta t = t_0$ berechnet man als Spektrum der COF-Familie:

$$\begin{aligned} G_b(k, f) &= e^{-i2\pi(ft_0 - kx_0)} G_a(k, f) \\ &= e^{-i2\pi(ft_0 - kx_0)} G(f). \end{aligned} \quad (4.52)$$

Durch die veränderte Lage des Signals ändert sich also nur das Phasen- und nicht das Amplitudenspektrum.

(c) Das Spektrum einer unendlich langen Laufzeitgeraden Das Spektrum einer unendlich langen Laufzeitgeraden hat die besondere Eigenschaft, nur entlang einer Ursprungsgeraden gleicher Steigung im f-k-Bereich von Null verschieden zu sein. Diese spezielle Abbildungseigenschaft wird in vielen Anwendungen der Seismik genutzt. Diese Eigenschaft hat auch eine besondere Wichtigkeit bei der Entwicklung der DMO-Algorithmen in der Refraktions- und Reflexionsseismik für den f-k-Bereich. Die folgende Herleitung findet sich in ähnlicher Form auch bei Buttkus (1991, S. 104).

Betrachtet wird eine COF-Familie, $g_c(x, t)$, mit einer unendlich langen Laufzeitgeraden

$$t = mx + \tau \quad (4.53)$$

aufgebaut aus Signalen $g(t)$. Die Funktion der COF-Familie schreibt sich somit zu:

$$g_c(x, t) = g(t - mx - \tau). \quad (4.54)$$

Gesucht wird das Spektrum der Funktion $G_c(k, f)$. Setzt man $g_c(x, t)$ in die Fouriertransformation, Gl. 4.42, ein und macht eine Variablentransformation mit $w = t - mx - \tau$, erhält man:

$$\begin{aligned} G_c(k, f) &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} g(t - mx - \tau) e^{-i2\pi(ft - kx)} dx dt \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} g(w) e^{-i2\pi(f(w + mx + \tau) - kx)} dx dw \\ &= e^{-i2\pi f\tau} \int_{-\infty}^{\infty} g(w) e^{-i2\pi fw} dw \int_{-\infty}^{\infty} e^{i2\pi(k - mf)x} dx \\ &= e^{-i2\pi f\tau} G(f) \int_{-\infty}^{\infty} e^{i2\pi(k - mf)x} dx. \end{aligned} \quad (4.55)$$

Das Spektrum der ebenen Welle $e^{-i2\pi k_0 x}$ ist die Dirac-Deltafunktion $\delta(k - k_0)$ (s. z.B. Buttkus, 1991, S. 42 ff.), womit sich Gl. 4.55 wie folgt schreiben läßt:

$$G_c(k, f) = e^{-i2\pi f \tau} G(f) \delta(k - mf). \quad (4.56)$$

Das Spektrum ist nur ungleich Null, wenn das Argument der Delta-Funktion gleich Null ist, also für

$$\frac{k}{f} = m. \quad (4.57)$$

Das Spektrum der unendlich langen Laufzeitgeraden mit der Steigung m ist also nur entlang einer Ursprungsgeraden mit derselben Steigung von Null verschieden.

Angenommen, die Laufzeitgerade geht durch den Punkt x_0, t_0 , also nach Gl. 4.53

$$\tau = t_0 - mx_0 \quad (4.58)$$

setzt man dieses in Gl. 4.56 ein

$$G_c(k, f) = e^{-i2\pi f(t_0 - mx_0)} G(f) \delta(k - mf) \quad (4.59)$$

und beachtet die besondere Abbildungseigenschaft für die unendlich lange Laufzeitgerade, Gl. 4.57, wird das Spektrum zu:

$$G_c(k, f) = e^{-i2\pi(f t_0 - k x_0)} G(f) \delta(k - mf). \quad (4.60)$$

Das Spektrum der unendlich langen Laufzeitgeraden ist nur entlang einer Ursprungsgeraden der Steigung $\frac{k}{f}$ von Null verschieden und hat dort die Werte des Spektrums eines Signals im Punkt x_0, t_0 (s. Gl. 4.52).

Die besondere Abbildungsbeziehung hat in der Seismik breite Anwendungsmöglichkeiten gefunden (z.B. in der Konstruktion von Filtern und in Verfahren wie der Reflexions-DMO bei Hale (1984) und vielen anderen), wobei man die Abbildungsbedingung näherungsweise auch für endlich lange Geraden verwendet. Mit abnehmender Länge der Laufzeitgeraden verteilt sich die Energie allerdings zunehmend auf den gesamten f - k -Bereich. Die größten Spektralampplituden werden aber weiterhin entlang der Ursprungsgeraden $\frac{k}{f} = m$ beobachtet.

4.2.2.2 Der DMO-Operator im Frequenz-Wellenzahl-Bereich

Mit dem gewonnenen theoretischen Rüstzeug kann nun ein DMO-Operator für den f - k -Bereich entwickelt werden. Die Herleitung erinnert an das Konstruktionsprinzip der „dip-decomposition“-Methode von Jakubowicz (1990) für die Reflexions-DMO. Jakubowicz's Motivation einer modifizierten Hale-DMO (Hale, 1984) war die Reduzierung der Rechenzeit durch Beschränkung der zu bearbeitenden Neigungen. Seine Form der Herleitung eröffnet darüber hinaus „... interessante Einsichten der Natur der DMO ...“ - so

Jakubowicz (1990) selbst - und ist äquivalent zur Hale-DMO, wenn man alle Neigungswerte berücksichtigt (s. Hale, 1991).

Bei der Herleitung gilt es zunächst das Spektrum der Impulsantwort der Refraktions-DMO zu bestimmen. Durch die Linearität der Fouriertransformation ergibt sich daraus direkt ein generelles DMO-Verfahren für COF-Familien.

Die DMO-Hyperbel soll aus der Summe ihrer Tangenten konstruiert werden. Im Fall von zeitlich ausgedehnten seismischen Signalen bedeutet das eine Konstruktion der DMO-Impulsantwort aus unendlich langen, tangentialen, aus den Signalen $g(t)$ aufgebauten Laufzeitgeraden, wie in Gl. 4.54.

Der „Impuls“ bestehe aus einem Signal $g(t)$ in x_0, t_0 . Gesucht ist die tangentielle Laufzeitgerade an die DMO-Hyperbel im Punkt $x_0 + \delta x_{dmo}, t_0 + \delta t_{dmo}$. Die Steigung der COF-Laufzeitkurve vor DMO m_{cof} ist gleich der Steigung der COF-Laufzeitkurve nach DMO m'_{cof} , und diese ist gleich der Steigung der DMO-Hyperbel in diesem Punkt, d.h.

$$m_{cof}(x_0, t_0) = m'_{cof}(x_0 + \delta x_{dmo}, t_0 + \delta t_{dmo}) = \frac{d\delta t_{dmo}}{d\delta x_{dmo}}(\delta x_{dmo}). \quad (4.61)$$

Nach der Nomenklatur bei der vektoriellen Aufspaltung der DMO-Grundgleichungen (Abschn. 4.1.1) wird ersichtlich, daß sich die Tangente aus der Geraden durch den Punkt x_0, t_0 mit der Steigung $m_{cof}(x_0, t_0)$ durch eine reine Zeitverschiebung um δt_{dmo}^{cmp} nach Gl. 4.17 konstruieren läßt (s. Abb. 4.7).

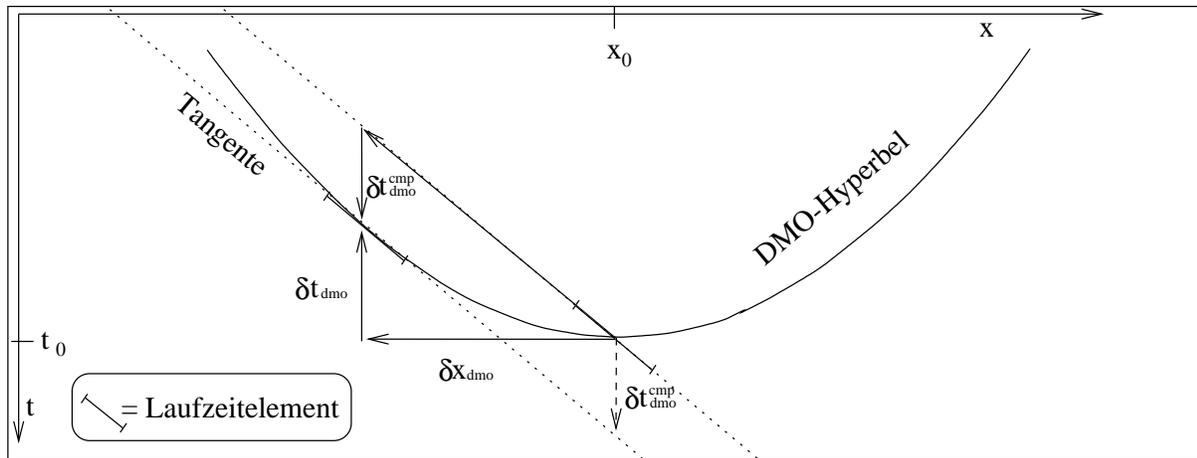


Abbildung 4.7: Zur Tangentenberechnung an die DMO-Hyperbel. Eine Tangente an die DMO-Hyperbel kann man durch Verschieben einer Geraden um $\delta t_{dmo}^{cmp}(m_{cof})$ erreichen.

Das Spektrum einer solchen aus den Signalen $g(t)$ aufgebauten Laufzeitgeraden $g(x, t)$ berechnet man mit Hilfe des Spektrums der Geraden durch den Punkt x_0, t_0 (s. Gl. 4.60) und des Verschiebungstheorems (s. Tab. 4.3) zu

$$G(k, f) = G_c(k, f)e^{-i2\pi f\delta t_{dmo}^{cmp}}. \quad (4.62)$$

Die phasengerechte Superposition aller tangentialen, aus den Signalen $g(t)$ aufgebauten Laufzeitgeraden (s. Abb. 4.8) sollte die Impulsantwort der DMO für das Signal $g(t)$ im Punkt x_0, t_0 ergeben (s. Jakubowicz, 1990; Hale, 1991, S. 3-14). Aufgrund der Monotonie der Steigung der DMO-Hyperbel darf man Gl. 4.62 über m_{cof} integrieren, und es folgt mit Gl. 4.52 und Gl. 4.60:

$$\begin{aligned}
G(k, f) &= \int G_c(k, f) e^{-i2\pi f \delta t_{dmo}^{cmp}(m_{cof})} dm_{cof} \\
&= \int e^{-i2\pi(f t_0 - k x_0)} G(f) \delta(k - m_{cof} f) e^{-i2\pi f \delta t_{dmo}^{cmp}(m_{cof})} dm_{cof} \\
&= e^{-i2\pi(f t_0 - k x_0)} G(f) e^{-i2\pi f \delta t_{dmo}^{cmp}(\frac{k}{f})} \\
&= G_b(k, f) e^{-i2\pi f \delta t_{dmo}^{cmp}(\frac{k}{f})}.
\end{aligned} \tag{4.63}$$

Das Spektrum der Impulsantwort der Refraktions-DMO ist das Produkt aus dem Spektrum des Impulses in x_0, t_0 , s. $G_b(k, f)$ in Gl. 4.52, und dem Operator:

$$\begin{aligned}
F_{dmo} &= e^{-i2\pi f \delta t_{dmo}^{cmp}(\frac{k}{f})} \\
&= e^{-i2\pi f \frac{\Delta}{v_{ref}} \left(1 - \sqrt{1 - \left(\frac{kv_{han}}{2f \cos(i_c)} \right)^2} \right)} \\
\text{mit } \sin(\tilde{i}_c) &= \frac{v_{han}}{v_{ref}}.
\end{aligned} \tag{4.64}$$

Hierbei wird der Ausdruck für δt_{dmo}^{cmp} aus Gl. 4.17 verwendet, wobei für das Argument m_{cof} der Ausdruck $m_{cof} = \frac{k}{f}$ verwendet wird. Man kann also durch Multiplikation von F_{dmo} nach Gl. 4.64 mit dem Spektrum einer COF-Familie mit nur einem einzelnen zeitabhängigen Signal und sonst lauter Nullen das Spektrum der Impulsantwort des DMO-Operators berechnen. Die Impulsantwort in Zeit-Ort-Darstellung berechnet man durch inverse Fouriertransformation nach Gl. 4.43 aus dessen Spektrum.

Man kann auch nach dem heuristischen Prinzip von Hale (1984) zu F_{dmo} gelangen. Hierzu setze man in den Verschiebungsoperator

$$e^{-i2\pi(f \delta t - k \delta x)} \tag{4.65}$$

für δt den Ausdruck für δt_{dmo} aus Gl. 4.15 und für δx den Ausdruck für δx_{dmo} aus Gl. 4.14 und ersetze anschließend die Steigung m_{cof} durch $\frac{k}{f}$.

Aufgrund der Linearität der Fouriertransformation verschiebt man die Signale einer COF-Laufzeitkurve nach Gl. 4.14 und Gl. 4.15 durch Multiplikation von F_{dmo} mit dem Spektrum der COF-Familie und anschließende Inverse Fouriertransformation des Spektrums, wie man wie folgt zeigt.

Es sei $g(x, t)$ das Wellenfeld einer COF-Familie. Die Funktionen $g_i(x, t)$ seien COF-Familien, die nur ein einzelnes zeitabhängiges Signal und sonst nur Nullen enthalten, und

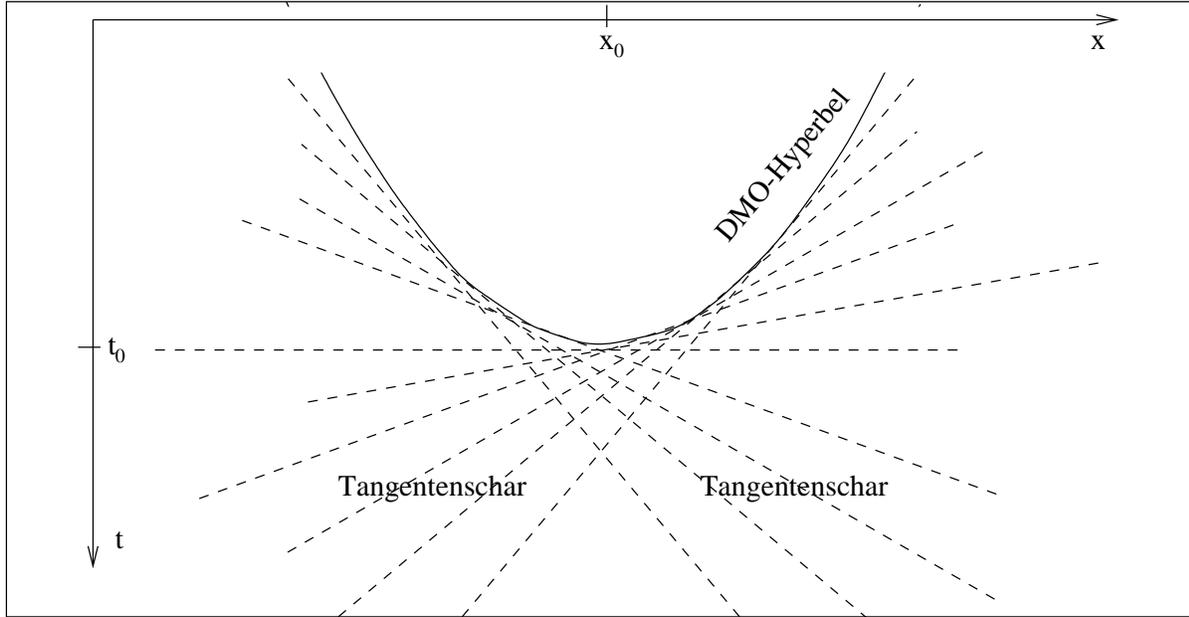


Abbildung 4.8: Tangentenkonstruktion der DMO-Hyperbel. Die Überlagerung der Tangenten ergibt die Impulsantwort der DMO.

es gilt:

$$g(x, t) = \sum_{i=1}^N g_i(x, t). \quad (4.66)$$

Das Spektrum der COF-Familie $g(x, t)$ berechnet man nach dem Additionstheorem (s. Tab. 4.3) aus den Spektren der COF-Familien $g_i(x, t)$:

$$G(k, f) = \sum_{j=1}^N G_j(k, f). \quad (4.67)$$

Multipliziert man nun den DMO-Operator aus Gl. 4.64 mit dem Spektrum der COF-Familie

$$F_{dmo}G(k, f) = \sum_{j=1}^N F_{dmo}G_j(k, f) \quad (4.68)$$

und transformiert das Ganze in den Zeit-Ort-Bereich zurück, erhält man

$$\begin{aligned} DMO(g(x, t)) &= \sum_{i=1}^N DMO(g_i(x, t)) \\ &= \int \int F_{dmo}G(k, f) e^{i2\pi(ft-kx)} df dk. \end{aligned} \quad (4.69)$$

Die resultierende COF-Familie $DMO(g(x,t))$ ist die Superposition der Impulsantworten der einzelnen Signale $DMO(g_i(x,t))$ in welche die COF-Familie gedanklich zerlegt wurde. Die Superposition der DMO-Impulsantworten der Signale einer Laufzeitkurve sollte die nach Gl. 4.14 und Gl. 4.15 verschobene COF-Laufzeitkurve ergeben.

4.3 Implementierung der Frequenz-Wellenzahl-DMO

Die Herleitung der f-k-DMO aus Abschn. 4.2.2.2 soll nun für eine Implementierung der f-k-DMO genutzt werden. Seismische Daten liegen in der Regel in diskreter Form vor und lassen sich durch Computer bearbeiten. Mit Hilfe des Algorithmus der Diskreten Fouriertransformation (DFT) lassen sich Spektren diskreter Daten automatisch und mit dem auf der DFT basierenden Algorithmus der Schnellen Fouriertransformation (FFT) auch sehr schnell berechnen. Die falsche Verwendung der DFT kann aber auch Schaden verursachen. Dies gilt speziell bei Operationen, die das Spektrum verändern, wie beispielsweise die f-k-DMO.

4.3.1 Die Diskrete Fouriertransformation

Die diskrete Darstellung von Meßdaten ist speziell für die Verarbeitung der Daten mit Computern von großem Vorteil. Beispielsweise reduziert sich das Problem der Berechnung eines Spektrums bei diskreten Daten von der Lösung komplizierter Integrale auf die Berechnung von Summen. Die numerische Berechnung von Spektren basiert fast ausschließlich auf der DFT.

Die Gleichungen der DFT in zwei Dimensionen läßt sich in Konsistenz zu Gl. 4.42 und Gl. 4.43 wie folgt schreiben (s. auch Buttkus, 1991, S. 79). Die Hintransformation schreibt sich zu

$$G_{lj} = \sum_{n=0}^{N-1} \sum_{m=0}^{M-1} g_{mn} e^{-i2\pi(\frac{nj}{N} - \frac{ml}{M})} \quad (4.70)$$

und die Rücktransformation zu

$$g_{mn}^d = \frac{1}{NM} \sum_{j=0}^{N-1} \sum_{l=0}^{M-1} G_{jl} e^{i2\pi(\frac{nj}{N} - \frac{ml}{M})}. \quad (4.71)$$

Die Funktion $g(x,t)$ wurde mit den konstanten Diskretisierungsintervallen \mathcal{D}_t und \mathcal{D}_x in x- und t-Richtung abgetastet, und es gilt $g_{mn} = g(m\mathcal{D}_x, n\mathcal{D}_t)$ mit $m = 0 \dots M-1$ und $n = 0 \dots N-1$.

Die DFT vermittelt zwischen endlichen diskreten Funktionen und hat einige spezielle Eigenschaften, die für die Wirkungsweise der f-k-DMO von Bedeutung sind:

- Das Spektrum G_{lj} ist periodisch in j mit der Periode N (f-Koordinate) und periodisch in m mit der Periode M (k-Koordinate).

- Die zum Spektrum G_{lj} korrespondierende Funktion g_{mn}^d ist die periodisch in Richtung der Koordinatenachsen fortgesetzte Funktion g_{mn} mit der Periode N in t -Richtung und M in x -Richtung.

Die DFT hat somit besondere Eigenschaften, die sich von denen der Fouriertransformation für kontinuierliche Funktionen unterscheiden können. Der Bedeutung der DFT entsprechend, gibt es viel Literatur zu ihren Eigenschaften und Besonderheiten. Eine mathematische Beschreibung der DFT und deren besonderer Eigenschaften bei der Transformation von seismischen Wellenfeldern findet man bei Buttkus (1991) oder Scherbaum (1996). Etwas anschaulicher behandelt Karl (1989) die DFT.

Seit der Arbeit von J.W. Cooley und J.W. Tukey in den 60er Jahren kennt man einen sehr schnellen und effizienten Algorithmus, der unter Nutzung der Symmetrieeigenschaften trigonometrischer Funktionen eine enorme Rechenzeiterparnis gegenüber gewöhnlichen Integrationsalgorithmen bringt. Der Algorithmus wird *Schnelle Fouriertransformation* (*Fast Fourier Transformation* bzw. *FFT*) genannt und basiert auf Gl. 4.70 und Gl. 4.71.

$$\text{Ordnung der FFT: } O = NM \log_2(NM)$$

$$\text{Ordnung eines allgemeinen Integrationsalgorithmus: } O = NM^2 + MN^2$$

Die Symmetrieeigenschaften reeller Funktionen (s. Abschn. 4.2.2.1) ermöglichen zusätzlich eine effiziente Nutzung des Speicherplatzes (s. Press et al., 1991, S. 519 ff).

Voraussetzung für die Nutzung der FFT sind Zahlenmatrizen mit $N = 2^v$ und $M = 2^w$ Werten $v, w \in \mathbb{N}$, der natürlichen Zahlen. Bei Matrizen, deren Dimensionen nicht die Größe einer Potenz von 2 haben, kann man sich durch Auffüllen mit nullwertigen Daten bis zur jeweiligen nächsten Potenz von 2 behelfen. Man fügt nullwertige Daten an den Spurenden (Zeitdimension) bzw. Spuren mit nur nullwertigen Daten an den Intervallrändern (Ortsdimension) an. Durch das Anfügen von nullwertigen Daten verfeinert sich nur die Abtastrate des Spektrums. Das zugrundeliegende Spektrum selbst bleibt dabei unverändert.

4.3.2 DMO-Implementierung mit der Diskreten Fouriertransformation

Die Refraktions-DMO für den f - k -Bereich ist für die Anwendung auf das Spektrum einzelner COF-Familien entworfen worden. Eine DMO-Bearbeitung einer COF-Familie ließe sich wie folgt realisieren:

1. Sortierung der Spuren in Familien mit gleichem Offset (COF-Familien).
2. Berechnung des diskreten, 2-dimensionalen Spektrums der COF-Familien mit der FFT.

3. Multiplikation des diskreten Spektrums der COF-Familien mit dem DMO-Operator aus Gl. 4.64.
4. Inverse FFT der 2-dimensionalen Spektren in den Zeit-Ort-Bereich.

Die Ausführung der Schritte sollte alle Signale nach Gl. 4.14 und Gl. 4.15 verschieben. In der Regel wird man mehrere COF-Familien bearbeiten und anschließend die Spuren für die weitere Bearbeitung (z. B. Geschwindigkeitsbestimmung, Stapelung) nach gemeinsamen Profilkordinaten sortieren. Durch die Sortierung nach gemeinsamer Profilkordinate nach DMO erhält man CRP-Familien.

Die FFT eignet sich zur Berechnung des diskretisierten Spektrums einer diskreten Funktion. Änderungen am Spektrum (z.B. durch die Multiplikation mit dem DMO-Operator) müssen allerdings mit Vorsicht angebracht werden. Bei falscher Anwendung kann es sonst zum *wrap-around-Effekt* (s. Abschn. 4.3.2.1) kommen.

Bei endlich langen Laufzeitkurven kommt es an den Enden der Laufzeitkurve nach DMO zu hyperbelförmigen Artefakten („Smiles“). Diese lassen sich, wie in Abschn. 4.3.2.2 näher erklärt, durch eine zusätzliche Neigungsfilterung verringern.

4.3.2.1 Der wrap-around-Effekt

Gefahr von Abbildungsfehlern durch den wrap-around-Effekt Der fehlerhafte Einsatz der DFT, oder der daraus abgeleiteten FFT, bei der f-k-DMO kann zu Abbildungsfehlern führen, wie am Beispiel einer Impulsantwort der f-k-DMO, s. Abb. 4.9-(a), diskutiert werden soll. Der eingegebene Wertebereich (in der Abb. nicht dargestellt) bestand aus einer Impulsspur mit einem einzelnen nullphasigen Wellenzug (Rickerwavelet) mit einer dominierenden Frequenz von $f_{dom} = 25\text{Hz}$ bei $t = 1.418\text{ s}$ auf der Spur No. 54 und 53 Nullspuren links bzw. 10 Nullspuren rechts davon. Der Offset der COF-Familie beträgt $\Delta = 3680\text{m}$.

Die Abb. 4.9-(a) zeigt die Systemantwort der f-k-DMO mit $v_{han} = 2.5\text{ km/s}$ und $v_{ref} = 4.7\text{ km/s}$. Statt der zu erwartenden DMO-Hyperbel lassen sich nur Bruchstücke von dieser beobachten. Eine periodische Erweiterung der Systemantwort in x-Richtung hilft, diese Beobachtung besser zu verstehen. Scheinbar kommen Hyperbeläste, die aus dem Meßbereich herausragen, von der gegenüberliegenden Seite wieder in den Meßbereich hinein.

Dieser Effekt wird in der Literatur als *wrap-around-Effekt* bezeichnet. Man versteht ihn mit Hilfe der Eigenschaften der DFT. Das Spektrum der DFT ist nicht das Spektrum der endlichen Eingabefunktion g_{mn} , sondern das Spektrum der unendlichen periodischen Fortsetzung von g_{mn} in Richtung der Koordinatenachsen (s. Diskussion zu Gl. 4.70 und Gl. 4.71, sowie Scherbaum, 1996, S. 110). Bereiche, die durch die f-k-DMO Bearbeitung über die Grenzen des Meßbereichs hinaus ragen, kommen somit von der angrenzenden Periode der gegenüberliegenden Intervallgrenze wieder in den Meßbereich hinein. Es kann auch zu einem wrap-around-Effekt in Richtung der Zeitkoordinate kommen.

Vermeidung des wrap-around-Effekts Zur Vermeidung von Abbildungsfehlern durch den wrap-around-Effekt müssen vor Anwendung der f-k-DMO genügend viele nullwertige Daten an den Spurenden und Nullspuren an den Rändern der COF-Familien vor DMO angefügt werden. In Abb. 4.9-(b) wurden am rechten Rand zusätzlich 46 Nullspuren angehängt. In x-Richtung benötigt man für eine sichere, fehlerfreie Anwendung der DMO ca. die Breite einer halben DMO-Hyperbel an Nullspuren (s. Diskussion am Schluß von Abschn. 4.1.2).

Zusätzlich in der Zeitrichtung angefügte nullwertige Datenwerte sollten nach Anwendung der f-k-DMO wieder entfernt werden, weil sie keine physikalisch verwertbaren Informationen enthalten können.

Die in x-Richtung angefügten Nullspuren können hingegen brauchbare Informationen von geneigten Refraktionshorizonten aus den Randbereichen der COF-Familie enthalten. Man muß bei jeder DMO-Bearbeitung individuell entscheiden, wieviele der zusätzlich angefügten Nullspuren man nach der DMO weiter bearbeiten möchte.

Man sollte beim Anfügen von nullwertigen Datenwerten zur Vermeidung des wrap-around-Effekts beachten, daß bei der Verwendung der FFT ohnehin nullwertige Daten in x- und t-Richtung bis zur nächsten Potenz von 2 angefügt werden. In x-Richtung erfolgt das Anfügen von Nullspuren an den Intervallrändern der COF-Familie symmetrisch. Im Beispiel der Abb. 4.9-(b) werden deshalb für die Anwendung der FFT intern noch zusätzlich 9 Nullspuren links und recht angehängt. Die gesamte Spuranzahl beträgt dann 128 ($= 64 + 46 + 2 \cdot 9$). Aus Gründen der Rechenzeit muß man beim Anfügen von Nullspuren vorsichtig sein. Beim Anhängen von beispielsweise weiteren 19 Spuren am linken Rand hätte man insgesamt 129 Spuren. Für die FFT würde die COF-Familie dann automatisch um weitere 127 Nullspuren an den Rändern erweitert werden, um auf die nächsthöhere 2-er Potenz ($2^8 = 256$) an Spuren zu gelangen. Die Rechenzeit würde sich um mehr als das Vierfache zur ursprünglich eingegebenen COF-Familie mit nur 64 Spuren erhöhen.

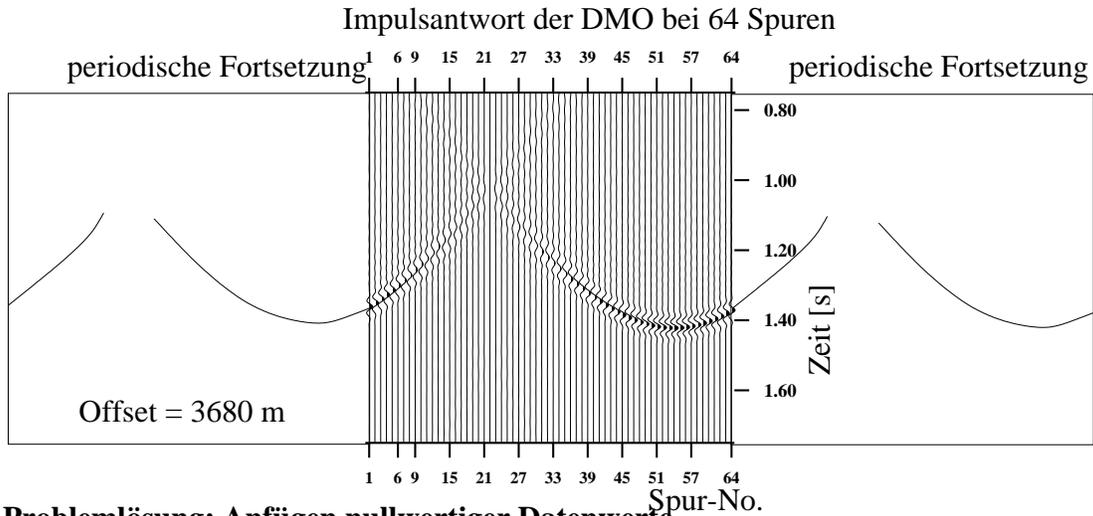
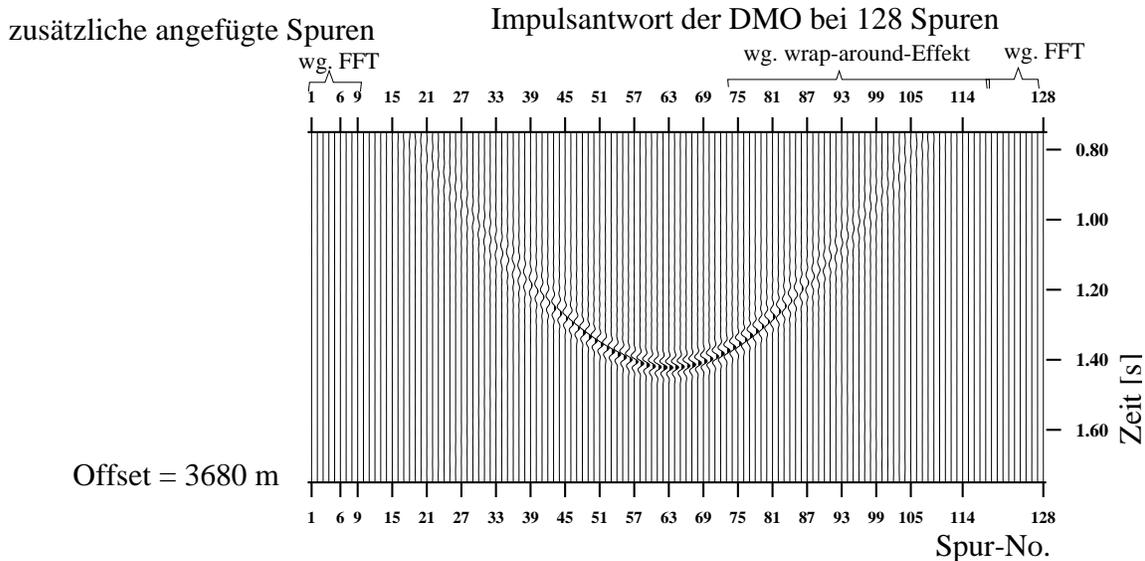
(a) Problem: wrap-around-Effekt**(b) Problemlösung: Anfügen nullwertiger Datenwerte**

Abbildung 4.9: Gefahr von Abbildungsfehlern durch den wrap-around-Effekt beim Einsatz der f-k-DMO am Beispiel einer Impulsantwort. Die für (a) eingelesene Spurfamilie (hier nicht dargestellt) bestand aus einer Impulsspur mit einem nullphasigen Rickerwavelet (mit der dominierenden Frequenz $f = 25$ Hz) bei $t = 1.418$ s und 10 Nullspuren rechts bzw. 53 Nullspuren links davon. Die Systemantwort der DMO mit $v_{han} = 2.5$ km/s und $v_{ref} = 4.7$ km/s in (a) zeigt nur Bruchstücke der DMO-Hyperbel. Scheinbar sind die Teile, die über die Ränder der Spurfamilie hinausragen, auf der gegenüberliegenden Seite wieder in die Spurfamilie hineingeraten. Dieser Effekt lässt sich mit den Eigenschaften der DFT erklären (siehe Text). Diese Fehlfunktion bezeichnet man als wrap-around-Effekt. Zur Vermeidung des wrap-around-Effekts fügt man zusätzliche Nullspuren an den Rändern an. In (b) wurden am rechten Rand weitere 46 Nullspuren angefügt. Für den Einsatz der FFT werden die 110 Spuren um jeweils 9 Spuren am linken und rechten Rand auf dann $128 (= 2^7)$ Spuren erweitert.

4.3.2.2 Prozeßinduzierte Störsignale (DMO-Smiles)

Nach Abschn. 4.2.1 liegt die COF-Laufzeitkurve nach DMO am Ort der Einhüllenden der DMO-Hyperbeln. An den Enden einer COF-Laufzeitkurve hat die Einhüllende die Form der endseitigen DMO-Hyperbeln. Das hyperbelförmige Ausschmieren an den Enden ist ein prozeßinduziertes Störsignal. Ähnliche Störanteile sind auch aus anderen Verfahren bekannt, beispielsweise der Reflexions-DMO oder der Migration, und werden dort auch als *Smiles* bezeichnet.

In diesem Abschnitt soll eine Möglichkeit zur Reduzierung der Störanteile durch Ausblenden bestimmter Spektralanteile erklärt werden.

In der Abb. 4.10 betrachte man die Wirkung der f-k-DMO auf ein geradliniges Element der Laufzeitfunktion. Der Vergleich des geradlinigen Elements vor und nach DMO-Bearbeitung, in Abb. 4.10-(a) bzw. -(b), läßt sich wie folgt beschreiben:

- Die f-k-DMO verschiebt die Refraktionssignale des linearen Elements korrekt, d.h. nach Gl. 4.14 und Gl. 4.15, unter Erhaltung der Wellenform an die richtige Stelle. Man beachte hierzu den Vergleich mit den nach Gl. 4.14 und Gl. 4.15 theoretisch berechneten Verschiebungsweiten (gepunktet = 1-te Maxima nach DMO). Die 1-ten Maxima vor DMO wird durch eine gestrichelte Linie hervorgehoben.
- Es kommt zu einem durch die f-k-DMO induzierten Rauschen. Die beobachteten Störsignale liegen entlang von hyperbelförmigen Impulsantworten an den Enden des linearen Elements.

Die hyperbelförmigen Störsignale lassen sich als Reste von Impulsantworten interpretieren, die sich nicht vollständig durch destruktive Interferenz ausgelöscht haben.

Bei der Implementierung der DMO ergibt sich eine Möglichkeit, die Öffnungsweite der DMO-Hyperbel und somit auch die durch DMO verursachten Störanteile zu reduzieren.

Die spektrale Energie des Spektrums eines einzelnen Refraktionssignals ist über den gesamten betrachteten diskreten f-k-Bereich verteilt. Dies erfordert auch eine Definition des DMO-Operators für alle Frequenzen und Wellenzahlen in diesem Bereich. Es erscheint jedoch nicht sinnvoll, den DMO-Operator nach Gl. 4.64 auf dem gesamten f-k-Bereich zu definieren. Für ein negatives Argument der Wurzel ist der Betrag des Operators nicht mehr auf 1 normiert. Es kommt zu Verfälschungen der Amplituden. Im Bereich

$$\frac{k}{f} > \frac{2 \cos(\tilde{i}_c)}{v_{han}} \quad (4.72)$$

mit $\sin(\tilde{i}_c) = \frac{v_{han}}{v_{ref}}$

setzt man den Wert des Operators am besten = 0. Versuche, den Bereich anders zu definieren, haben zu größeren Artefakten geführt. Durch das Nullsetzen der Spektralwerte

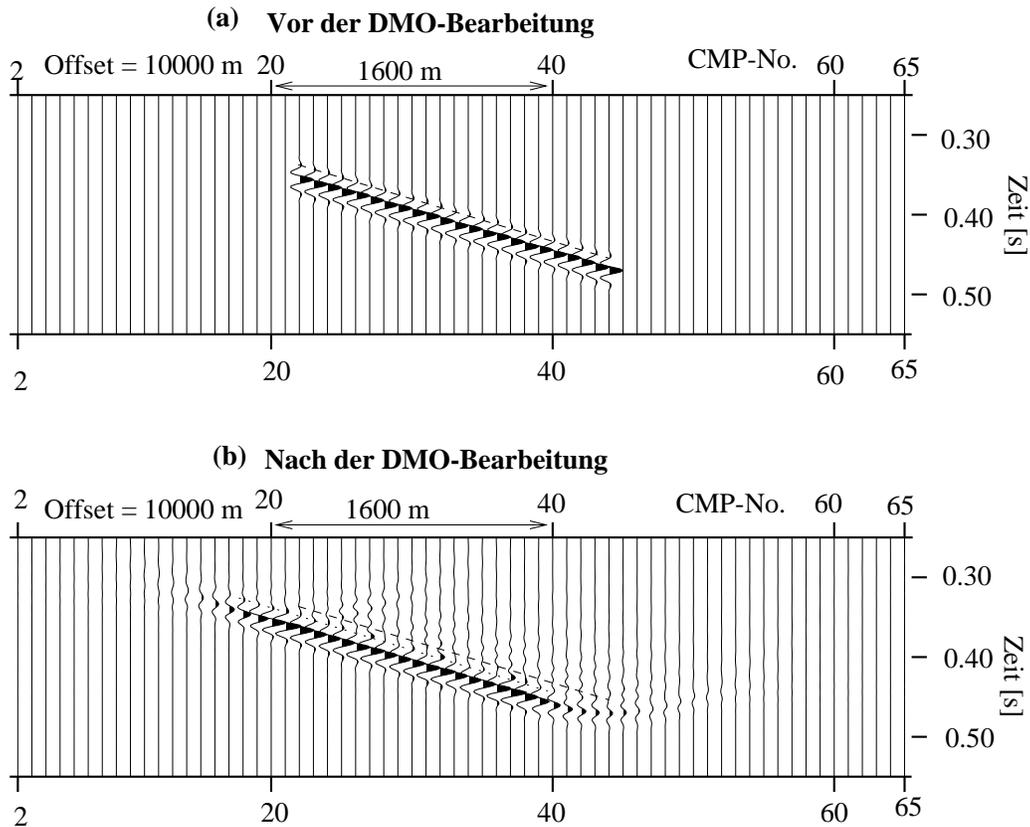


Abbildung 4.10: Prozessinduziertes Rauschen der f-k-DMO-Bearbeitung. Ein geradliniger Laufzeitast (a), bestehend aus translationsinvarianten nullphasigen Rickerwavelets mit der dominierenden Frequenz = 25 Hz, wird mit f-k-DMO bearbeitet ($v_{han} = 3$ km/s, $v_{ref} = 6$ km/s). Das Ergebnis der DMO-Bearbeitung (b) zeigt korrekt verschobene Refraktionssignale. Die gestrichelte Linie zeigt die Lage der ersten Maxima (vor DMO), die gepunktete Linie die theoretisch, nach Gl. 4.14 und Gl. 4.15, berechnete Lage der ersten Maxima der verschobenen Signale (also nach DMO). Wie zu erwarten, stimmen diese sehr gut mit der Beobachtung in (b) überein. Man beobachtet allerdings in (b) (besonders an den Rändern des geradlinigen Elements) auch Störsignale. Diese liegen entlang von DMO-Hyperbeln.

verhindert man, daß Energie aus diesem f-k-Bereich das Abbild der DMO-Bearbeitung störend überlagert.

Aus der Steigung der COF-Laufzeitkurve nach Gl. 3.18

$$\frac{dt^{cmp}}{dx_{cmp}} = 2 \frac{\sin(\alpha) \cos(i_c)}{v_1} \quad (4.73)$$

$$\leq \frac{2 \cos(i_c)}{v_1} \quad (4.74)$$

und der Abbildungsbeziehung nach Gl. 4.57 läßt sich leicht folgern, daß die Hauptmaxima des Spektrums geradliniger Elemente der COF-Laufzeitfunktion immer in Gebieten des

f-k-Bereichs liegen, für die der DMO-Operator nach Gl. 4.64 definiert ist, d.h. den Betrag $= 1$ hat. Für die DMO-Impulsantwort bedeutet das Ausblenden der Spektralbereiche eine Beschränkung der Öffnungsweite.

Ein strahlengeometrisches Argument hilft, die Öffnungsweite der DMO-Impulsantwort zusätzlich zu reduzieren. Damit ein refraktierter Strahl wieder die Erdoberfläche erreicht, muß folgendes gelten:

$$\alpha + i_c < 90^0. \quad (4.75)$$

Daraus berechnet man mit Hilfe der Gl. 4.73 eine obere Schranke der zu beobachtenden Steigungen für geradlinige Elemente der COF-Laufzeitfunktion von

$$\begin{aligned} \left(\frac{dt^{cmp}}{dx} \right)_{sup} &= 2 \frac{\sin(90^0 - i_c) \cos(i_c)}{v_1} \\ &= 2 \frac{\cos^2(i_c)}{v_1} \\ \text{mit } \sin(i_c) &= \frac{v_1}{v_2}. \end{aligned} \quad (4.76)$$

Für eine möglichst optimale Reduktion der Störanteile setzt man den Bereich des DMO-Operators mit

$$\frac{k}{f} > 2 \frac{\cos^2(\tilde{i}_c)}{v_{han}} \quad (4.77)$$

gleich 0. Um auch die Amplituden steiler Refraktionseinsätze nicht zu schwächen, hat sich ein um 10% erhöhter Wert für die maximale Steigung als sinnvoll bewährt.

Das bedeutet, der Bereich

$$\frac{k}{f} > 2 \frac{\cos^2(\tilde{i}_c)}{v_{han}} \cdot 1.1 \quad (4.78)$$

wird gleich 0 gesetzt.

Neben der physikalisch begründeten Beschränkung der Öffnungsweite kann es bei Kenntnis der Steigungswerte der COF-Laufzeitkurven auch sinnvoll sein, bei der DMO die Steigungen durch einen Steuerparameter m_{max} zu beschränken. Um die Amplituden von Laufzeitkurven mit der Steigung nahe m_{max} nicht zu verändern, wird hier ebenfalls ein um 10% erhöhter Wert verwendet.

Die Abb. 4.11 zeigt drei Impulsantworten bei unterschiedlicher Beschränkung der Öffnungsweite. Die Eingabesektion (nicht dargestellt) bestand aus einem einzelnen Ricker-wavelet mit der dominierenden Frequenz von 25 Hz bei $t = 1.418$ s auf der zentralen Spur und sonst nur Nullspuren links und rechts davon. Für Abb. 4.11-(a) wurde die Öffnungsweite nach Gl. 4.72 und für Abb. 4.11-(b) nach Gl. 4.78 beschränkt. Die Abb. 4.11-(c) zeigt das Ergebnis bei Beschränkung der DMO durch einen Steuerparameter (maximale Steigung = 0.146 s/km + 10%). Die maximale Steigung entspricht einem Neigungswinkel von 19.3^0 . In allen drei Fällen wurde die DMO mit $v_{han} = 3.0$ km/s und $v_{ref} = 4.0$ km/s

durchgeführt. Der Offset der COF-Familien betrug $= 1500$ m und der Spurabstand $= 40$ m. Setzt man in Gl. 4.9 für $\alpha = 90^\circ - i_c$, berechnet man für die halbe Öffnungsweite in (b) den Wert $\frac{\Delta}{2}$. Die gesamte Öffnungsweite ist somit gleich dem Offset Δ der COF-Familie. Man erkennt in der Abb. 4.11 recht gut, daß die Amplituden im Bereich der Öffnungsweite in (a) und (b) nahezu gleich groß sind. Für die Öffnungsweite in (c) berechnet man einen Wert der Öffnungsweite von $= 596$ m. Auch im Vergleich der drei Teilabbildungen erkennt man in diesem Bereich nahezu gleich große Amplituden. Außerhalb der jeweiligen Öffnungsweite nehmen die Amplituden in (b) und (c) aber deutlich gegenüber denen in (a) ab. Entsprechend werden störende Smiles kleiner, und das prozeßinduzierte Rauschen verringert sich.

Eine f-k-DMO mit einer Beschränkung der Öffnungsweite nach Gl. 4.78 führt zu einer Reduzierung der prozeßinduzierten Störanteile, ohne dabei die Amplituden der Refraktierten von planaren Schichtgrenzen zu verändern. Vorsicht ist jedoch für Refraktionen von gekrümmten Refraktionshorizonten geboten, deren Steigung sich nicht nach Gl. 4.73 berechnen läßt. Sie haben möglicherweise größere Steigungswerte, welche bei einer Beschränkung der Öffnungsweite nach Gl. 4.78 gedämpft erscheinen.

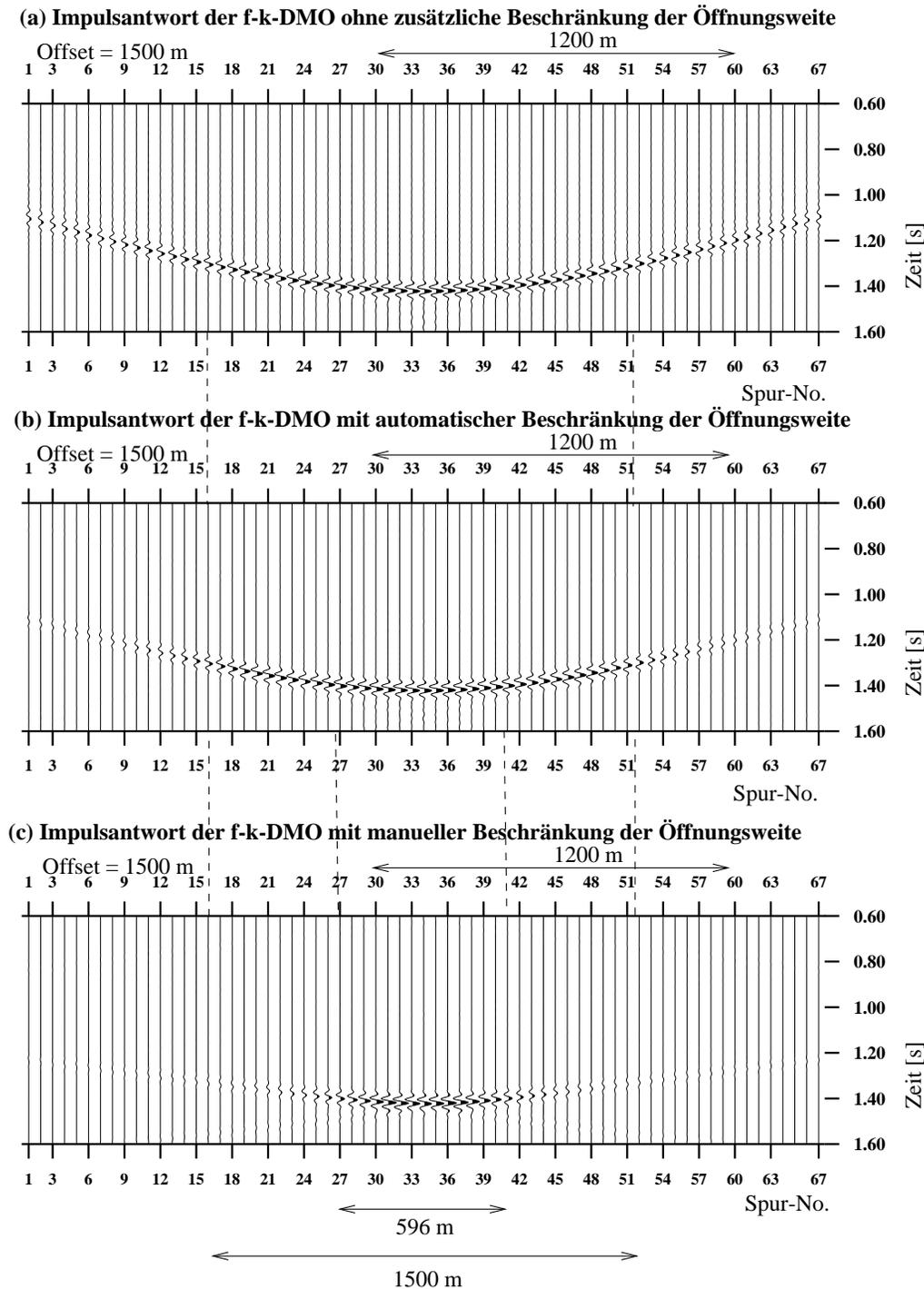


Abbildung 4.11: Beschränkung der Öffnungsweite der DMO-Impulsantwort. Die nicht dargestellte Eingabesektion bestand aus einem Rickerwavelet mit einer dominierenden Frequenz von 25 Hz bei der Spur-No. 34 mit $t = 1.418$ s und sonst nur Nullspuren. Diese Eingabesektion wurde mit der f-k-DMO bearbeitet. Die resultierende Impulsantwort der f-k-DMO (bei $v_{han} = 3.0$ km/s und $v_{ref} = 4.0$ km/s) (a) ist breiter als der physikalisch relevante Bereich. Eine Beschränkung der Öffnungsweite (in (b) und (c)) wird durch das Ausblenden von Spektralbereichen realisiert. In (b) wurde die Öffnungsweite auf den physikalisch relevanten Bereich beschränkt, der automatisch aus den Korrekturparametern berechnet wird. In (c) wurde eine maximal zu erwartende Steigung von 0.146 s/km (entspricht $\alpha = 19.3^{\circ}$) als Modulparameter eingegeben. Die zu erwartenden Öffnungsweiten für (b) sind 1500 m und für (c) 596 m.

4.3.3 Vorschlag für eine Implementierung der f-k-DMO

Die Diskussion der vorangehenden Abschnitte resultiert in einem Vorschlag für eine DMO-Implementierung.

Die f-k-DMO wurde nach diesem Vorbild für das modulare Processingpaket DISCO/FOCUS programmiert. Neben den generellen Parametern, die gewählt werden müssen, können optional weitere Funktionen des Moduls über *Listen* gewählt werden. Diese Listen werden über Parameter gesteuert (Steuerparameter).

Einen schematischen Überblick der Implementierung vermittelt die Abb. 4.12. Sie zeigt die Schritte der DMO-Bearbeitung einer COF-Familie. Bei einer vollständigen DMO-Bearbeitung des gesamten Datensatzes muß jede COF-Familie nach demselben Muster bearbeitet werden. Das Modul erlaubt neben der Ausgabe der endgültigen DMO-bearbeiteten COF-Familie auch die Ausgabe des Spektrums der COF-Familie. Dies erhöht die Transparenz des Moduls und kann für das Verständnis der Wirkungsweise hilfreich sein.

Einen Überblick über die Optionen und Steuerparameter des Moduls vermittelt die Tabelle 4.4.

Empfohlene DMO-Implementierung

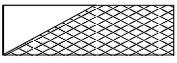
Eingabe: einzelne COF-Familien		EINGABE ←
Anfügen von nullwertigen Daten an den Rändern um Falschabbildungen durch den wrap-around-Effekt vorzubeugen.		
Anfügen von nullwertigen Daten zur Vorbereitung auf die zweidimensionale FFT. Die Anzahl der Spuren sowie die die Anzahl der Datenwerte pro Spur muß eine Potenz von 2 sein		
Zweidimensionale FFT		AUSGABE →
Multiplikation des Spektrums mit dem DMO-Operator		
Ausblenden der Spektralbereiche für zu große Steigungen		
Inverse zweidimensionale FFT		
Entfernen aller zusätzlich eingefügten Datenwerte am Spurende und Entfernen aller zusätzlich für die zweidimensionale FFT. angefügten Spuren		AUSGABE →
Wahlweises, selektives Entfernen von zusätzlich zur Vermeidung des wrap-around-Effekts angebrachten Spuren.		AUSGABE →

Abbildung 4.12: Vorschlag für eine Implementierung der f-k-DMO. Für eine DMO-Bearbeitung des gesamten Datensatzes muß jede einzelne COF-Familie nach dem obigen Muster bearbeitet werden.

Parameter-Tabelle der f-k-DMO unter DISCO/FOCUS							
*CALL	RRDMO	VHAN	VREF	CMPSPAC	FFTFL		
FFTPARA	WINFKT	SPEKOUT					
ZEROPAD	MODE	ZTRI	ZTLE	ZSTIME	OUTP	ZTOUTBE	ZTOUTEN
DIPRES	KINDOF	MAXDIP					

Tabelle 4.4: Steuerparameter des DMO-Moduls unter DISCO/FOCUS. Das Modul kann wahlweise zur DMO-Bearbeitung (FFTFL = DMO) oder zur Spektralanalyse (FFTFL = FFT) verwendet werden. Die Listen FFTPARA, ZEROPAD und DIPRES können optional gewählt werden. FFTPARA steuert die Spektralanalyse, ZEROPAD wurde zur Vermeidung des wrap-around-Effekts implementiert, und mit DIPRES läßt sich das prozeßinduzierte Rauschen verringern.

Generelle Steuerparameter

VHAN	Geschwindigkeit oberhalb des Refraktionshorizonts
VREF	Geschwindigkeit unterhalb des Refraktionshorizonts
CMPSPAC	Spurabstand in den COF-Familien. Der Spurabstand für eine FFT muß konstant sein ² .
FFTFL	= DMO Das Modul wird zur DMO-Bearbeitung verwendet. = FFT Die Ausgabe des Moduls ist das Spektrum der Spurfamilie.

Steuerparameter zur Spektralanalyse (Liste: FFTPARA) Das Modul erlaubt zu Analyse Zwecken auch die Ausgabe des Spektrums der Spurfamilie (FFTFL = FFT).

WINFKT	Steuerparameter für die Wahl einer Fensterfunktion. Man kann wählen zwischen
	= HANN Einer Hanninggewichtung in beiden Dimensionen x und t.
	= THANN Einer Hanninggewichtung nur in der t-Richtung.
	= XHANN Einer Hanninggewichtung nur in der x-Richtung.
	= BOXCAR Keine Gewichtungsfunktion.
SPEKOUT	Steuerparameter für die Wahl der Ausgabesektion. Man kann wählen zwischen
	= REAL Dem Realteil des Spektrums.
	= IMAG Dem Imaginärteil des Spektrums.
	= ABS Dem Amplitudenspektrum (Absolutbetrag des Spektrums).

²Unter DISCO/FOCUS kann mit Hilfe des Moduls UNIFORM auch bei unregelmäßiger Schuß-Aufnehmer-Geometrie in eine regelmäßige Geometrie interpoliert werden.

Steuerparameter zur Vermeidung des wrap-around-Effekts (Liste: ZEROPAD)

Der wrap-around-Effekt (s. Abschn. 4.3.2.1) kann zu Störungen des Abbilds durch die DMO-Bearbeitung führen. Durch ein Anfügen von Nullspuren an den Rändern der COF-Familien kann der Effekt vermieden werden.

MODE	Steuerparameter für die Funktionsweise des Moduls.
	<ul style="list-style-type: none"> = HOFF An beiden Intervallrändern der COF-Familie werden Nullspuren in einem Bereich von der Größe des halben Offsets angefügt. = USER Die angefügten Nullspuren werden über die Parameter ZTRI und ZTLE selbst gewählt.
ZTRI	Anzahl der zusätzlich am rechten Rand angefügten Nullspuren zur Vermeidung des wrap-around-Effekts.
ZTLE	Anzahl der zusätzlich am linken Rand angefügten Spuren zur Vermeidung des wrap-around-Effekts.
ZSTIME	Zusätzlich am Spurende angefügte nullwertige Daten zur Vermeidung des wrap-around-Effekts in Zeitrichtung.
OUTP	Steuerparameter, um zu entscheiden, welche der zusätzlich angefügten Nullspuren nach der f-k-DMO auch mit ausgegeben werden.
	<ul style="list-style-type: none"> = OUTPNO Keine der für den wrap-around-Effekt angefügten Nullspuren wird mit ausgegeben. Diese Option spart Speicherplatz und reduziert die Rechenzeit der auf die DMO folgenden Processingsschritte. Es können allerdings auch nützliche Informationen verlorengehen. = OUTPALL Alle zusätzlich für den wrap-around-Effekt angefügten Nullspuren werden auch mit ausgegeben. = OUTPSEL Nur eine in ZTOUTBE bzw. ZTOUTEN spezifizierte Anzahl von Spuren wird am linken bzw. am rechten Rand jeder COF-Familie mit ausgegeben.
ZTOUTBE	Anzahl der zusätzlich am rechten Rand angefügten Spuren, die mit ausgegeben werden sollen.
ZTOUTEN	Anzahl der zusätzlich am linken Rand angefügten Spuren, die mit ausgegeben werden sollen.

Steuerparameter zur Beschränkung der Öffnungsweite (Liste: DIPRES) Zur Unterdrückung prozessinduzierter Störsignale (s. Abschn. 4.3.2.2) kann die Öffnungsweite der DMO-Impulsantwort reduziert werden.

- KINDOF Optionen für die Wahl eines maximalen Steigungswerts.
- = NORES Der DMO-Operator wird für den gesamten f-k-Bereich definiert, soweit der Betrag des DMO-Operators gleich 1 ist (n. Gl. 4.72).
 - = AUTRES Der DMO-Operator bearbeitet Refraktionen von planaren Refraktionshorizonten korrekt. Größere Neigungen werden n. Gl. 4.78 unterdrückt.
 - = MANRES Eine maximale Steigung, die noch korrekt abgebildet werden soll, wird über den Parameter MAXDIP selbst bestimmt.
- MAXDIP Maximal zu erwartende Steigung der COF-Laufzeitfunktion, die durch die DMO noch korrekt abgebildet werden soll. Alle größeren Steigungen werden durch das Modul unterdrückt.

Die f-k-DMO wurde als Modul für das modulare Processingpaket DISCO/FOCUS programmiert. Eine Kopie des Programms kann am Institut für Allgemeine und Angewandte Geophysik der LMU München angefordert werden. Der Programmtext ist in der Programmiersprache Fortran77 geschrieben und richtet sich nach Vorgaben der DISCO/FOCUS-Umgebung.

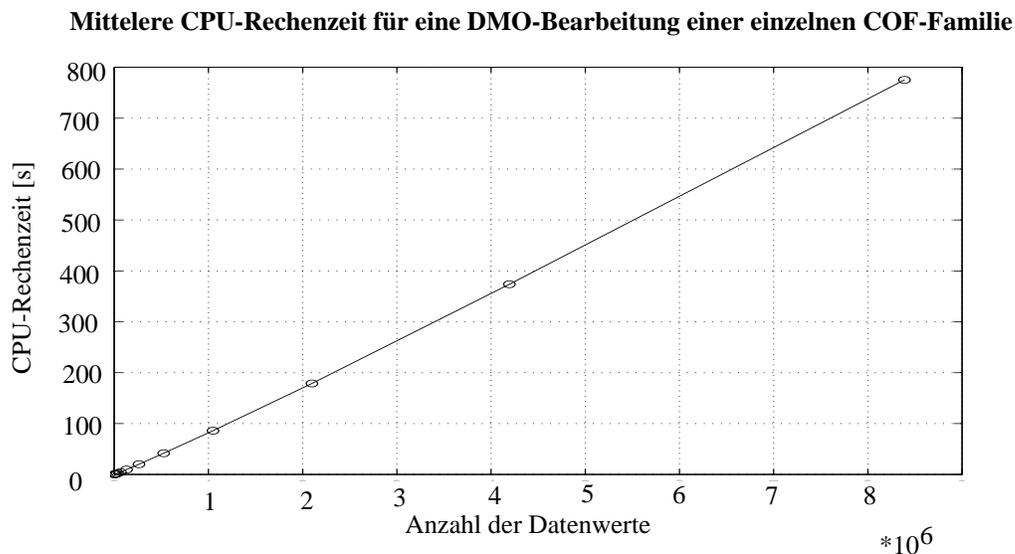


Abbildung 4.13: Mittlere CPU-Rechenzeit auf einer SUN-Workstation (SPARC 10) in Abhängigkeit der Datenmenge.

Das Modul stellt folgende Anforderungen an den Rechner:

- Das Softwarepaket DISCO/FOCUS (Version 8.1 und aufwärts) muß auf dem Rechner zur Verfügung stehen.

- Der Arbeitsspeicher muß Platz für eine COF-Familie haben.

Die CPU-Rechenzeit wächst mit der Komplexität O der 2-dimensionalen FFT $O = M \log_2 M$ mit $M =$ Anzahl der Datenwerte in einer COF-Familie. Die Rechenzeit auf einer SUN-Workstation (SPARC 10) liegt selbst für sehr große COF-Familien bei wenigen Minuten. Die Abb. 4.13 zeigt die Rechenzeiten bei unterschiedlichen Datenmengen in den COF-Familien.

Ändert sich die Geschwindigkeit entlang des Profils, kann man im modularen Processingpaket DISCO/FOCUS das Profil in Abschnitte untergliedern und getrennt voneinander bearbeiten. Die Unterteilung erfolgt mit den DISCO-Modulen: IF, ELSEIF, RESET. Eine Sortierung (Modul: SORT) nach der COF-Koordinate ist für eine DMO-Bearbeitung zwingend erforderlich. Bei der Ausgabe von zusätzlich angebrachten Spuren kann es zu einer Überlappung der Abschnitte nach der DMO kommen. Mit Hilfe des Moduls UNIFORM werden die Mittelwerte der Amplituden von Spuren mit derselben Offset- und Profil-Koordinate berechnet und in einer Ausgabespur ausgegeben.

Die Tabelle 4.5 zeigt einen Auszug eines möglichen DISCO-Jobs für eine DMO-Bearbeitung. Man bearbeitet den Bereich der CMPs: 1000 bis 1600 mit $v_{han} = 2.5$ km/s und $v_{ref} = 4.7$ km/s bzw. den Bereich der CMPs: 1900 bis 2500 mit $v_{han} = 3.5$ km/s und $v_{ref} = 6.0$ km/s.

*IF					
RANGE	CMP	1000	1600		
*SORT	600	600			
MAJOR	OFFSET				
MINOR	CMP				
*RRDMO	2.5	4.7	80.	DMO	
ZEROPAD	HOFF			0	OUTPNO
DIPRES	AUTRES				
*ELSEIF					
RANGE	CMP	1900	2500		
*SORT	600	600			
MAJOR	OFFSET				
MINOR	CMP				
*RRDMO	3.5	6.0	80.	DMO	
ZEROPAD	HOFF			0	OUTPNO
DIPRES	AUTRES				
*RESET					

Tabelle 4.5: Ausschnitt eines DISCO-Jobs mit horizontal variierenden Korrekturgeschwindigkeiten.

4.4 Zusammenfassung des Kapitels

Aus dem in Kapitel 3 entwickelten Konzept für eine Refraktions-DMO-Korrektur konnten in diesem Kapitel in Abschn. 4.1.1 mit Hilfe des Hales-Kreises nach Hales (1958) Grundgleichungen für eine entsprechende DMO-Korrektur berechnet werden. Die Grundgleichungen hängen nicht mehr explizit von der t - oder x -Koordinate ab. Damit ist nicht nur die LMO- sondern auch die DMO-Korrektur eine zeit- und ortsunabhängige Verschiebung der Refraktionssignale und die Operationen sind im Processing kommutativ. Mit einer vektoriellen Zerlegung der DMO-Korrektur eines Refraktionssignals in eine Verschiebung tangential zur COF-Laufzeitkurve und in einen verbleibenden reinen Zeitannteil konnte man in Abschn. 4.1.3 ein Konzept zur iterativen Bestimmung neigungsfreier CRP-Scheingeschwindigkeiten entwickeln. Numerische Beispiele zeigen, daß der Prozeß sehr schnell im Rahmen der Fehlergrenzen konvergieren wird. In vielen Fällen wird eine einfache DMO-Korrektur mit den neigungsabhängigen CMP-Scheingeschwindigkeiten eine DMO-Korrektur mit neigungsfreien CRP-Scheingeschwindigkeiten befriedigend gut approximieren können.

In Abschn. 4.1.2 ließ sich eine Gleichung für die möglichen DMO-Ausgabelokationen einer punktgroßen Teilmenge des Wellenfelds berechnen (DMO-Hyperbel). Die DMO-Hyperbel entspricht der DMO-Ellipse in der CMP-Reflexionsseismik. Mit der DMO-Hyperbel lassen sich ein DMO-Algorithmus nach dem Integral-Prinzip und ein DMO-Algorithmus für den f - k -Bereich entwickeln.

Die Grundgleichungen der Refraktions-DMO basieren auf dem einfachen Modell eines 2-Schichtenfalls mit konstanten Schichtgeschwindigkeiten. Man kann aber auch im Fall von n -söhligen Schichten im Hangenden mit der DMO-Korrektur die neigungsfreien CRP-Scheingeschwindigkeiten exakt bestimmen, wenn man für den DMO-Korrekturparameter v_{han} die Geschwindigkeit der Schicht im direkt angrenzenden Hangenden verwendet (s. Abschn. 4.1.4). Das Refraktionssignal wird mit den DMO-Korrekturparametern $v_{han} =$ CRP-Scheingeschwindigkeit des direkt angrenzenden Hangenden und $v_{ref} =$ neigungsfreie CRP-Scheingeschwindigkeit des Refraktors in guter Näherung an den CRP, den Oberflächenpunkt des im Refraktionspunkt reflektierten Lotstrahls, verschoben. Auch die aus der resultierenden CRP-Interceptzeit berechnete CRP-Lotzeit beschreibt in guter Näherung die Laufzeit des echten CRP-Lotstrahls.

Aus den Grundgleichungen konnte mit den besonderen Abbildungseigenschaften der Fouriertransformation in Abschn. 4.2.2.2 ein DMO-Operator für die f - k -Darstellung der COF-Familien entwickelt werden. Dieser DMO-Algorithmus hat die geringe Komplexität der Schnellen Fouriertransformation und bewahrt die Wellenform der Refraktionssignale. Bei der Implementierung der f - k -DMO wurde in Abschn. 4.3.2.1 zur Vermeidung des wrap-around-Effekts eine Option zum Anfügen von Nullspuren eingefügt. Den störenden Migrations-Smiles, die bei der DMO die Form der DMO-Hyperbel haben, wurde in Abschn. 4.3.2.2 mit einer Option zur Beschränkung der Öffnungsweite Rechnung getragen.

Kapitel 5

Erprobung der Refraktions-DMO

Neue Processingmethoden testet man am besten an einem synthetischen Datensatz, um die Ergebnisse anschließend mit dem Modell vergleichen zu können. Dabei ist es wichtig, daß keine Kenntnisse über das Modell in die Bearbeitung eingebracht werden.

Häufig wird als Grenze des Gültigkeitsbereichs der CMP-Refraktionsseismik eine Neigung der Schichtgrenzen von 10^0 angegeben. Das im folgenden diskutierte Beispiel soll die Verbesserung durch den DMO-Prozeß am Beispiel einer 15^0 geneigten Schichtgrenze zeigen.

Die Theorie der Refraktions-DMO basiert auf dem Strahlenverlauf der Kopfwelle im 2-Schichtenfall mit konstanten Geschwindigkeiten (s. Abschn. 4.1.1). Das Geschwindigkeitsmodell, das der Berechnung der synthetischen Daten zugrunde liegt, weicht in einigen Punkten von diesem Idealfall ab:

- Die Geschwindigkeiten im Hangenden der 15^0 steilen Schichtgrenze haben einen Geschwindigkeitsgradienten.
- Der Refraktor selbst hat einen Geschwindigkeitsgradienten. Es kommt zu Tauchwellen im Refraktor.
- Die Geschwindigkeiten im Hangenden sind horizontal nicht homogen, sondern variieren leicht (die Schichtgrenze im Hangenden ist um 1^0 geneigt).

Trotz der vom Idealmodell abweichenden Bedingungen, des synthetisch generierten und aufaddierten Rauschens und der nur mittelgroßen Steigung, zeigt sich eine Verbesserung durch die DMO-Korrektur gegenüber der Bearbeitung ohne DMO.

Die Bearbeitung (Abschn. 5.2 bis Abschn. 5.5.3) der synthetisch generierten Daten folgt den in Abb. 3.7 und Abb. 3.8 skizzierten Bearbeitungsschemata für die CMP-Refraktionsseismik mit DMO.

5.1 Der Datensatz

5.1.1 Generieren der synthetischen Daten

Dem synthetisch generierten Datensatz liegt das 4-Schichtenmodell der Abb. 5.1 zugrunde.

Zur Berechnung der Seismogramme wurde ein Raytracing-Programm nach Cerveny et al. (1977) verwendet. Die Berechnung der Laufzeiten, Amplituden und Phasenverschiebungen der Raumwellen (Direkte Welle, Reflektierte, Refraktierte) basierte auf der akustischen Wellengleichung und der Strahlentheorie 0. Ordnung. Veränderungen des Frequenzbandes (z.B. durch Dispersion) wurden nicht berücksichtigt. Mit dem Verfahren können bei konstanten Schichtgeschwindigkeiten keine Kopfwellen berechnet werden. Zur Berechnung der Kopfwellen benötigt man einen Geschwindigkeitsgradienten in den Schichten. Zur begrifflichen Klärung soll im folgenden unter einer Schicht ein im Verhältnis zur seismischen Wellenlänge ausgedehntes Gebilde mit ebenen Grenzflächen und nur stetigen Änderungen der Geschwindigkeiten verstanden werden.

Die in realen Datensätzen immer beobachtete Bodenunruhe wurde durch ein aufaddiertes gleichverteiltes Rauschen (weißes Rauschen) simuliert, dessen maximale Amplituden in etwa gleich groß wie die Maximalamplitude der Tauchwelle aus der 3-ten Schicht waren.

Das Modell der Abb. 5.1 besteht aus 4 Gradientenschichten. Das Bezugsniveau (BZN) ist planar und nicht geneigt. Die Schichtgrenzen (Geschwindigkeitsdiskontinuitäten) sind in der Abb. 5.1 mit durchgezogenen Linien gekennzeichnet. Alle Schichtgrenzen (bis auf das BZN) sind mehr oder weniger geneigt und - nach der Nomenklatur der vorangehenden Kapitel - alle mit negativem Vorzeichen. Die betragsmäßig größte Neigung (von ca. -15°) beobachtet man bei der Schichtgrenze zwischen 2-ter und 3-ter Schicht. Die 3-te Schicht grenzt bei größeren CMP-No. auch an die 1-te Schicht. Dieser Bereich wird aber durch die Messung (s. CMP-Überdeckung in Abb. 5.1) nur noch am Rand erfaßt. Die Auftauchentfernung der Refraktierten aus der 4-ten Schicht liegt außerhalb des Beobachtungsbereichs der Aufstellung. Die Bearbeitung der CMP-Refraktionsseismik konzentriert sich somit auf die Erfassung der 1-ten, 2-ten und 3-ten Schicht und deren um ca. -1° bzw. ca. -15° geneigte Schichtgrenzen.

Die Tabelle 5.1 beschreibt die Meßparameter der simulierten seismischen Messung. Als Quellsignals wurde ein nullphasiges Rickerwavelet mit einer dominierenden Frequenz von 25 Hz verwendet. Schüsse und Aufnehmer liegen auf dem BZN. Eine solche Messung entspräche einer Vibroseis-Messung auf einem über das ganze Profil horizontalen Untergrund. Bei einer Messung über einer unebenen Topographie müsste durch statische Höhenkorrekturen (s. Abschn. 3.2.2.1) eine Messung auf einem planaren Untergrund simuliert werden.

Die relativ kleinen Schußpunktabstände (50 m) bedingen kleine Spurabstände in den COF-Familien und erlauben den Einsatz der Refraktions-DMO für den Frequenz-Wellenzahl-Bereich. Der große Anteil der Energie des Nutzsignals beschränkt sich auf den Frequenzbereich < 40 Hz. Die größte zu beobachtende Steigung der COF-Laufzeitkurve

Meßgeometrie	
Meßaufbau-Verfahren	einseitige Schußpunkte (links von der Aufstellung) mit Roll-along-Verfahren
Aufzeichnungsdauer	6 s
Abtastintervall	4 ms
Anzahl der Schüsse	140
Abstand zwischen den Schußpunkten	50 m
1-ter Schuß bei Profilkoordinate	0.0 m
140. Schuß bei Profilkoordinate	6950 m
Anzahl der Aufnehmer pro Schuß	100
Abstand zwischen den Aufnehmern	100 m
Kleinster Offset in jedem Schuß	100 m
Größter Offset in jedem Schuß	10000 m
Abstand zwischen den CMP-No.	25 m
Spurabstand in COF-Familien	50 m
Spurabstand in CMP-Familien	100 m
Tiefe der Schüsse	0 m
Tiefe der Aufnehmer	0 m

Tabelle 5.1: Meßparameter des synthetisch generierten Datensatzes. Die Tiefenangaben der Schüsse und Aufnehmer beziehen sich auf das Bezugsniveau (BZN).

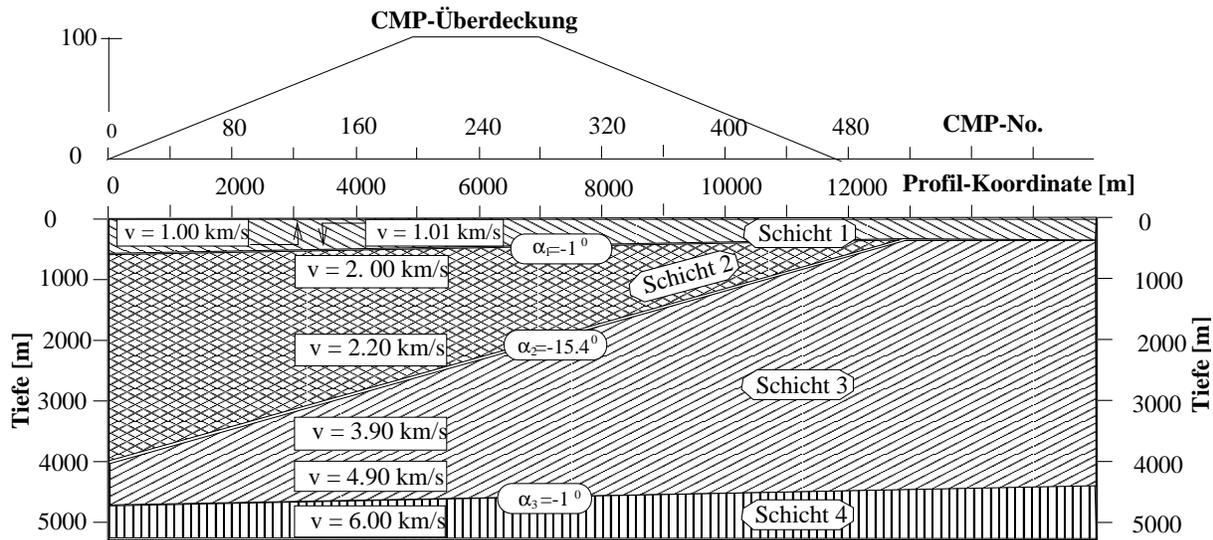


Abbildung 5.1: Geschwindigkeitsmodell, das der Berechnung des synthetischen Datensatzes zugrunde liegt. Die Geschwindigkeitsdiskontinuitäten sind durch Linien dargestellt. Die Geschwindigkeitswerte beziehen sich auf die Geschwindigkeiten direkt oberhalb bzw. unterhalb der Diskontinuitäten. Zwischen den Diskontinuitäten nehmen die Geschwindigkeiten linear zu. Mit der gewählten Auslage kann man die Refraktierten der 4-ten Schicht nicht mehr erkennen. Auch wird der Übergang von der 1-ten zur 3-ten Schicht für eine CMP-Bearbeitung nicht mehr ausreichend erfaßt. Die CMP-Bearbeitung konzentriert sich auf den Übergang von der 1-ten zur 2-ten und von der 2-ten zur 3-ten Schicht und auf die Geschwindigkeiten in diesem Bereich.

beträgt

$$\left. \frac{dt^{cmp}}{dx_{cmp}} \right|_{\Delta=\text{konst.}} = m_{cof} \approx -0.22 \frac{s}{km}.$$

Mit Hilfe der Gl. 3.5 berechnet man daraus für die obere Grenze des Spurabstands in den COF-Familien

$$\mathcal{D}_x < 57m.$$

Ein Spurabstand in den COF-Familien von 50 m erlaubt somit einen aliasfreien Einsatz des DMO-Moduls. An dieser Stelle sei darauf hingewiesen, daß die CMP-Familien mit 100 m Spurabstand unterabgetastet sind. Für das hier verwendete Processing bleibt das aber ohne Auswirkungen, weil die Prozesse in den CMP-Familien ausschließlich im x-t- und nicht im f-k-Bereich wirken.

5.1.2 Erste Analyse des Datensatzes

Zunächst soll allein aufgrund des Datensatzes entschieden werden, ob sich der Mehraufwand einer DMO-Korrektur im vorliegenden Fall lohnen könnte und für welche Einsatzgruppen man eine Verbesserung durch die DMO-Korrektur erwarten darf. Für eine

Identifizierung der Wellentypen als Refraktierte und eine Einteilung der Schichtfolge betrachtet man am besten CMP- oder CSP-Familien. Einen qualitativen Eindruck über Schichtneigungen bekommt man besser in COF-Familien.

Die Refraktierten aus einer gemeinsamen Schicht bilden Einsatzgruppen, die in den CMP- und COF-Familien als zusammenhängende Laufzeitkurven erkennbar sind. Schichten mit planarer Schichtgrenze führen zu einem stetigen Verlauf der Einsatzgruppen, deren Ableitung ebenfalls stetig ist. Bei konstanten Schichtgeschwindigkeiten sind die CMP- wie auch die COF-Laufzeitkurven der Refraktierten geradlinig. Reflektierte haben in den CMP-Familien hyperbelförmige Laufzeitkurven. In Kapitel 2 wurde an einem Beispiel darauf hingewiesen, daß man bei Schichten mit nicht allzugroßen Geschwindigkeitsgradienten für die Refraktierten ähnliche Laufzeitkurven wie im Fall konstanter Geschwindigkeiten erwarten darf, d.h. die CMP- und COF-Laufzeitkurven der Tauchwellen werden ebenfalls einen geradlinigen Eindruck machen.

Die Abb. 5.2-(a) zeigt die CMP-Familie 237 zum Testmodell der Abb. 5.1. Die drei Einsatzgruppen, die mit (1), (2) und (3) bezeichnet werden, bilden in bestimmten Offsetbereichen die Ersteinsätze im Seismogramm.

Die Einsatzgruppe (1) ist die Direkte Welle, die Einsatzgruppen (2) und (3) sind Refraktierte. Allen drei Wellentypen liegt als Quellsignal ein Rickerwavelet mit einer dominierenden Frequenz von 25 Hz zugrunde. Neben den Refraktierten, auf die sich die weitere Bearbeitung konzentrieren wird, findet man auch hyperbelförmige Laufzeitkurven der Reflektierten. Die Abb. 5.2-(b) zeigt die COF-Familie: 7900 m. Durch Vergleich der Laufzeiten identifiziert man die Einsatzgruppen (2) und (3) der CMP-Familie 237 auch in der COF-Familie: 7900 m. Die nicht näher bezeichneten sonst noch zu beobachtenden Wellentypen hat man in den CMP-Familien bereits als Reflektierte identifiziert. Die Einsatzgruppe (3) macht in Abb. 5.2-(b) ca. bei CMP-No.: 362 einen Knick und verläuft danach flacher. Man bezeichnet diesen Bereich am besten mit (3'). Die Einsatzgruppe (3'), die in einigen CMP-Familien, allerdings nicht in der Abb. 5.2-(a), am rechten Randbereich auftritt, hat niedrigere CMP-Scheingeschwindigkeiten als die Einsatzgruppe (3). Die Strahlen der Einsatzgruppe (3') haben ihren Umkehrpunkt in der 3-ten Schicht und unterscheiden sich von denen der Einsatzgruppe (3) dadurch, daß der Neigungswinkel der Schichtgrenze beim Eintritt in die Schicht ein anderer als beim Austritt aus der Schicht ist. Die Einsatzgruppe (3') kann nicht bis zum Ende prozessiert werden, weil in den Randbereichen des überdeckten Bereichs, in denen sie beobachtet wird, die CMP-Scheingeschwindigkeiten bei kleinen Offsets nicht bekannt sind. Die ΔtV -Tripel der Einsatzgruppe (3') würden aufgrund der abnehmenden Scheingeschwindigkeiten in den CMP-Familien mit zunehmendem Offset bei der ΔtV -Inversion auch nicht den Prüfungskriterien der eingesetzten Implementierung (s. Abschn. 3.2.2.4) standhalten.

Die geringe Steigung der Einsatzgruppe (2) in der Abb. 5.2-(b) und die große Steigung der Einsatzgruppe (3) bzw. (3') lassen eine geringe Schichtneigung der zu (2) und eine große Schichtneigung der zu (3) bzw. (3') gehörenden Schicht vermuten.

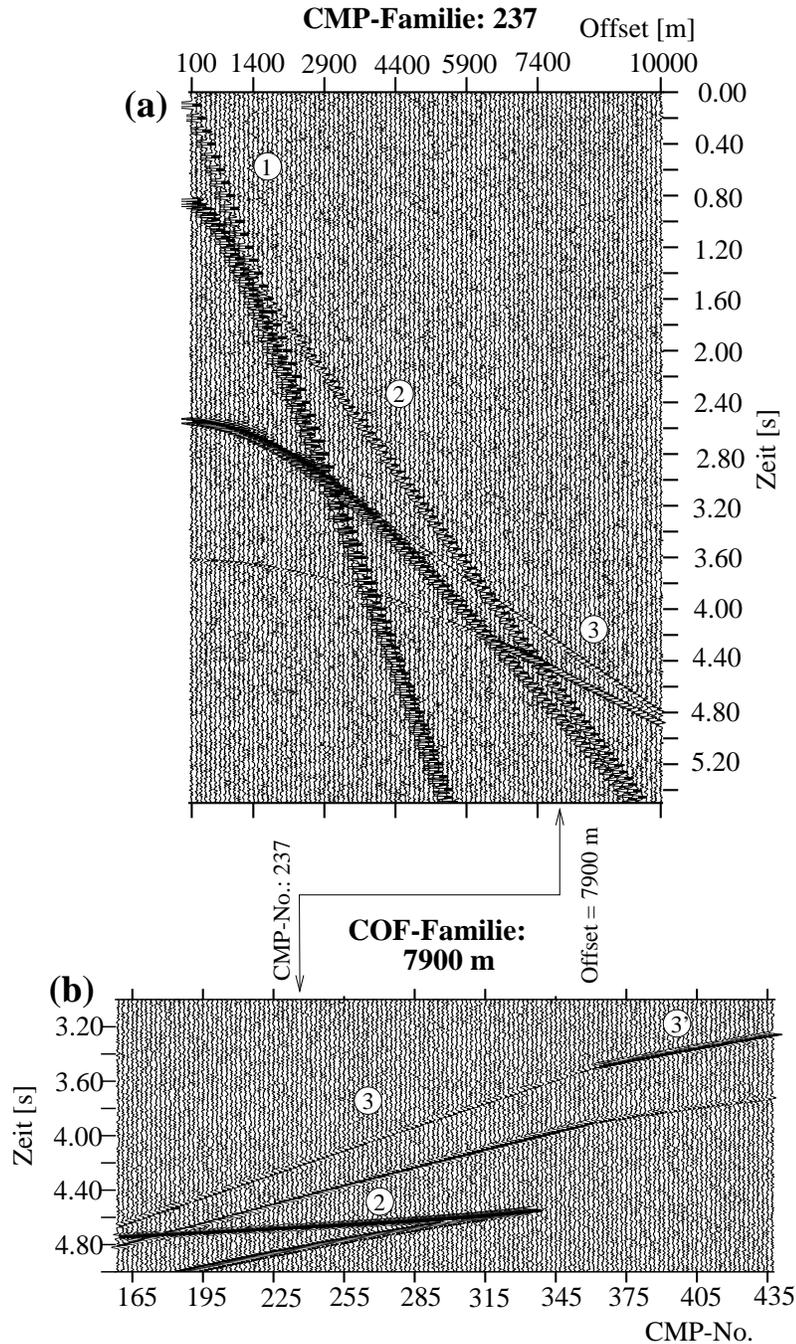


Abbildung 5.2: Exemplarische CMP- und COF-Familie. Neben der Direkten Welle (1) und den Refraktierten (2), (3) und (3') (nur in COF-Familie) beobachtet man auch mehrere reflektierte Einsatzgruppen. Aufgrund der kleineren Interceptzeit und niedrigeren Scheingeschwindigkeit von (2) gegenüber (3) in (a) stammt (2) offensichtlich aus einer Schicht, die über der von (3) liegt. Die fast verschwindende Steigung der COF-Laufzeitkurve in (b) von (2) und die große Steigung von (3) bzw. (3') läßt vermuten, daß die zu (2) gehörende Schichtgrenze kaum und die zu (3) bzw. (3') gehörende Schichtgrenze deutlich geneigt ist.

Die DMO-Korrektur scheint speziell für die Einsatzgruppe (3) vorteilhaft zu sein. Die Korrekturparameter der DMO (v_{han} und v_{ref}) sollten entsprechend für diese Einsatzgruppe geeignet gewählt werden (s. Abschn. 4.1.4).

Das Verteilungsschema der Seismogramme in der Abb. 5.3 wurde mit Informationen aus dem Datensatz ergänzt. Die Numerierung der schattierten Bereiche, bezieht sich auf die Bereiche in denen die Einsatzgruppen (1), (2), (3) und (3') die Ersteinsätze im Seismogramm bilden.

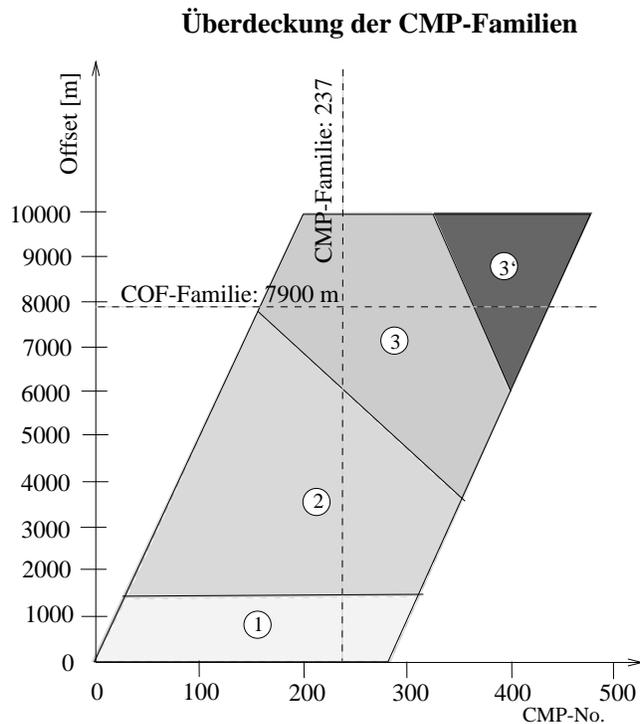


Abbildung 5.3: Verteilungsschema der Ersteinsätze im Datensatz. Die gemessenen Seismogramme liegen in dem mit verschiedenen Grautönen schattierten Bereich. Bereiche, die mit (1), (2) und (3) bzw. (3') markiert sind, bezeichnen Bereiche, in denen die Einsatzgruppen mit der Nomenklatur aus Abb. 5.2 die Ersteinsätze im Seismogramm bilden. Bereichsgrenzen zeigen sich in den CMP- oder COF-Familien als Knickpunkte in der Laufzeitkurve.

Zur korrekten Berechnung einer $v(z)$ -Funktion aus den CRP-Scheingeschwindigkeiten $V^{crp}(t, \Delta)$ müssen alle CRP-Scheingeschwindigkeiten der darüberliegenden Schichten (also bei kleineren Δ) erfaßt werden. Dies ist, bei ausschließlicher Berücksichtigung der Ersteinsätze bei der Bestimmung der CRP-Scheingeschwindigkeiten, nur im CMP-Bereich von CMP-No.: 3 bis 307 möglich. Bestimmt man die Einsätze der Direkten Welle auch hinter den Ersteinsätzen, kann man das $v(z)$ -Modell bis zur CMP-No.: 341 erweitern. Zur Wandlung des Stapelergebnisses in ein lagegerechtes Strukturmodell benötigt man ein Geschwindigkeitsmodell. Die Refraktionen der Einsatzgruppe (2), deren Lage sich bei der Migration kaum ändert, werden bis zur CMP-No. 339 gestapelt. Die Einsatzgruppe (3) wird durch die Migration zu größeren CMP-No. verschoben. Für (3) ist eine Stapelung nur bis zur CMP-No.: 319 sinnvoll. Die gestapelte Einsatzgruppe reicht nach der Zeitmigration bis CMP-No.: 341, und die Zeitkoordinate kann dann mit dem Geschwindigkeitsmodell in eine Tiefenkoordinate umgerechnet werden.

5.2 Vorverarbeitendes Processing

Statische Höhenkorrekturen (s. Abschn. 3.2.2.1) entfallen bei dem synthetischen Datensatz, weil Schüsse und Aufnehmer auf derselben Höhenlinie (planares Bezugsniveau) positioniert werden.

Das gleichverteilte Rauschen sollte soweit wie möglich wieder aus den Daten entfernt werden, um das Nutz/Rausch-Verhältnis zu erhöhen. Eine Spektralanalyse ergibt eine dominierende Frequenz der Refraktierten von 25 Hz und eine maximale Nutzfrequenz von ca. 40 Hz. Um bei der Filterung auf der sicheren Seite zu sein, wird bei der anschließenden Low-Pass-Filterung eine Eckfrequenz von 70 Hz verwendet.

Zur Positionierung der Zeitfenster bei der Geschwindigkeitsbestimmung mit variabler und mit konstanter Fensterbreite ist eine Bestimmung der Einsatzzeiten der Ersteinsätze hilfreich. Das Zeitfenster bei der Geschwindigkeitsbestimmung (s. Abschn. 3.2.2.3) wird symmetrisch um die bestimmte Einsatzzeit positioniert. Die Einsatzzeiten der Ersteinsätze werden automatisch bestimmt, anschließend visuell kontrolliert und gegebenenfalls manuell korrigiert.

Analysiert man das Verhalten der Amplituden bei variierendem Offset, beobachtet man eine kleine Zunahme der Amplituden mit wachsendem Offset. Auf Amplitudenkorrekturen wurde besser ganz verzichtet.

5.3 Iterative Geschwindigkeitsanalyse mit DMO

Mit Hilfe der DMO-Korrektur lassen sich neigungsfreie Scheingeschwindigkeiten bestimmen. Die Geschwindigkeitsbestimmung erfolgt durch eine Iteration (s. Abschn. 4.1.3). Als Startwerte für die Korrekturparameter v_{han} und v_{ref} der Iteration können die CMP-Scheingeschwindigkeiten des angrenzenden Hangenden und des Refraktors verwendet werden. Im Fall einer geneigten Schichtgrenze ist die CMP-Scheingeschwindigkeit des Refraktors durch die Neigung verfälscht und wird durch die Iteration verbessert.

Die Schichtgrenze zur Einsatzgruppe (3) ist wahrscheinlich geneigt (s. Diskussion in Abschn. 5.1.2). Die Scheingeschwindigkeiten der Einsatzgruppe (3) können somit durch die DMO-Korrektur verbessert werden. Die Startwerte für die Korrekturparameter v_{han} und v_{ref} der DMO-Korrektur ermittelt man aus den neigungsabhängigen CMP-Scheingeschwindigkeiten der 2-ten und 3-ten Schicht (V_2^{cmp} bzw. V_3^{cmp}).

Eine Bestimmung der CMP-Scheingeschwindigkeiten mit der Methode mit konstanter Fensterbreite (s. Abschn. 3.2.2.3) mit den Steuerparametern aus Tab. 5.2 zeigt $V_2^{cmp} \approx 2.0$ km/s und $V_3^{cmp} \approx 4.0$ km/s. Die Scheingeschwindigkeiten einer Einsatzgruppe zeigen in den CMP-Familien deutliche kleinräumige Schwankungen bis zu einigen 100 m/s. Zunächst wurde für jede CMP-Familie jeweils ein arithmetischer Mittelwert der CMP-Scheingeschwindigkeiten berechnet. Gemittelt werden die Geschwindigkeiten in folgenden

Parametertabelle für V-Bestimmung mit konstanter Fensterbreite	
Kohärenzmaß	Semblance
Fensterbreite	5 Spuren = 400 m
Fensterhöhe	200 ms
Positionierung des Fensters	durch Laufzeiten der Ersteinsätze

Tabelle 5.2: Parametertabelle für die Bestimmung der Scheingeschwindigkeiten mit Hilfe der lokalen τ -p-Transformation (Methode mit konstanter Fensterbreite).

Bereichen:

$$3.0km/s < V_3^{cmp} < 5.0km/s, \quad (5.1)$$

$$1.8km/s < V_2^{cmp} < 2.2km/s. \quad (5.2)$$

Bei der Mittelung wurden nur Scheingeschwindigkeiten zugelassen, die sicher bestimmt werden konnten. Als Qualitätskriterium diente dabei der Kohärenzwert bei der Bestimmung der Scheingeschwindigkeiten mit konstanter Fensterbreite (s. Abschn. 3.2.2.3). Als Kohärenzmaß wurde die Semblance verwendet (s. Winkelmann, 1996, Gl. 3.10).

Die Abb. 5.6-(a) zeigt unter anderem den Verlauf der mittleren CMP-Scheingeschwindigkeiten V_3^{cmp} über den analysierten CMP-Bereich. Neben kleinräumigen Variationen von CMP zu CMP zeigt sich auch ein leichter Abwärtstrend mit größeren CMP-No. Die kleinräumigen Variationen können nicht durch Geschwindigkeitsvariationen im Modell bedingt sein, weil diese in der beobachteten Feinheit durch das Verfahren der CMP-Refraktionsseismik nicht aufgelöst werden könnten. Sie sind wahrscheinlich zufällige Fehler und auf das Rauschen in den Daten zurückzuführen. Der großräumige Trend wird durch die Abnahme des Gradienten und die dadurch bedingte kleinere Eindringtiefe der Tauchstrahlen der 3-ten Schicht mit größer werdenden CMP-No. verursacht (s. Abb. 5.1).

Die Beispiele in Abschn. 4.1.3 prognostizieren eine relativ große Stabilität des DMO-Ergebnisses gegenüber Variationen von v_{ref} . Die CRP-Scheingeschwindigkeiten nach DMO unterscheiden sich in den numerischen Beispielen nur um wenige m/s, wenn sich der Korrekturparameter v_{ref} um mehrere 100 m/s unterscheidet. Es erscheint deshalb legitim, die DMO-Korrektur im gesamten Bereich (CMP-No.: 171 bis CMP-No.: 331) mit einem konstanten Korrekturparameter v_{ref} (und konstantem Parameter v_{han}) durchzuführen. Für v_{han} und v_{ref} wurden die Mittelwerte von V_2^{cmp} und V_3^{cmp} über den gesamten CMP-Bereich gemittelt (arithmetisches Mittel). Die so erhaltenen konstanten Werte sollen als \tilde{V}_2^{cmp} und \tilde{V}_3^{cmp} bezeichnet werden. Diese mittleren CMP-Scheingeschwindigkeiten für die Einsatzgruppen werden als Korrekturparameter für die DMO-Bearbeitung der 1-ten Iteration verwendet (s. auch Tab. 5.4):

$$v_{han} = 2.00km/s, \quad (5.3)$$

$$v_{ref} = 4.12km/s. \quad (5.4)$$

Parametertabelle für die DMO-Korrektur	
v_{han}	2.00 km/s
v_{ref}	4.12 km/s
Abstand der Spuren in den COF-Familien	50 m
Nullspuren für die FFT	an jedem Rand jeweils 58
Zusätzliche Nullspuren	keine
Beschränkung der Öffnungsweite	nach Gl. 4.78

Tabelle 5.3: Parametertabelle für die DMO-Korrektur. Für v_{han} und v_{ref} werden bei der DMO-Bearbeitung nach Abschn. 4.1.3 die mittleren CMP-Scheingeschwindigkeiten aus dem betrachteten CMP-Bereich verwendet (s. Text). Über die intern für die FFT angefügten Nullspuren wurden zusätzlich keine weiteren Nullspuren zur Vermeidung des wrap-around-Effekts benötigt.

Der komplette Datensatz wurde, wie in Tab. 5.3 näher spezifiziert, DMO-bearbeitet¹. Auf ein Anfügen zusätzlicher Nullspuren zur Vermeidung des wrap-around-Effekts (s. Abschn. 4.3.2.1) konnte verzichtet werden, weil die 140 Spuren jeder COF-Familie intern zur Vorbereitung auf die FFT um jeweils 58 Nullspuren an den Rändern erweitert wurden ($140 + 2 \cdot 58 = 256 = 2^8$). Die 58 Nullspuren, die nach der DMO wieder entfernt werden, entsprechen bei 50 m Spurabstand in den COF-Familien einem Bereich von 2.900 km. Störeffekte durch den wrap-around-Effekt werden durch die Beschränkung der Öffnungsweite nach Gl. 4.78 zusätzlich verringert. Es besteht die Gefahr von zusätzlichen prozeßinduzierten Störampplituden an den Enden der COF-Laufzeitkurven von anderen Wellentypen mit großen Amplituden (z.B. Reflektierte, Direkte Welle), die ebenfalls durch die DMO-Korrektur mitbearbeitet werden. Die Störeffekte können aufgrund der teils wesentlich größeren Amplituden das DMO-Ergebnis der Refraktierten erheblich stören. Für die DMO-Bearbeitung des Datensatzes wurden deshalb generell alle zu großen Amplituden vor der DMO-Bearbeitung abgeschnitten, d.h. Amplitudenwerte, die größer sind als der Abschneidewert, bekommen diesen als neuen Wert zugeteilt (Abschneidewert = 2 mal maximaler Amplitudenwert der Refraktierten von Einsatzgruppe (2) und (3)). Statt der hyperbelförmigen Störanteile der ganzen Signale beobachtet man nach dem Abschneiden die hyperbelförmigen Störanteile der abgeschnittenen Signale mit kleineren Amplituden. Die CMP-Scheingeschwindigkeiten und Interceptzeiten der ebenfalls davon betroffenen Direkten Welle müssen vor dem Abschneiden bestimmt und in den Kopfblöcken der Seismogramme gespeichert werden, damit sie für spätere Schritte (z.B. die Tiefeninversion der Stapelgeschwindigkeiten) zur Verfügung stehen.

Die Abb. 5.4 zeigt einen Ausschnitt der COF-Familie: 7900 m am linken Rand vor und nach der DMO-Bearbeitung nach Tab. 5.3. Die geneigte Einsatzgruppe (3) wird durch die DMO zu höheren CMP-No. verschoben. Weil sie am linken Rand nicht ersetzt werden

¹Die Rechenzeit des DMO-Moduls auf einer SUN-Workstation (SPARC 10) für den gesamten Datensatz (100 COF-Familien mit je $140 + 2 \cdot 58$ Spuren = 256 Spuren und 1500 Datenwerten pro Spur) beträgt etwas weniger als 1 Stunde.

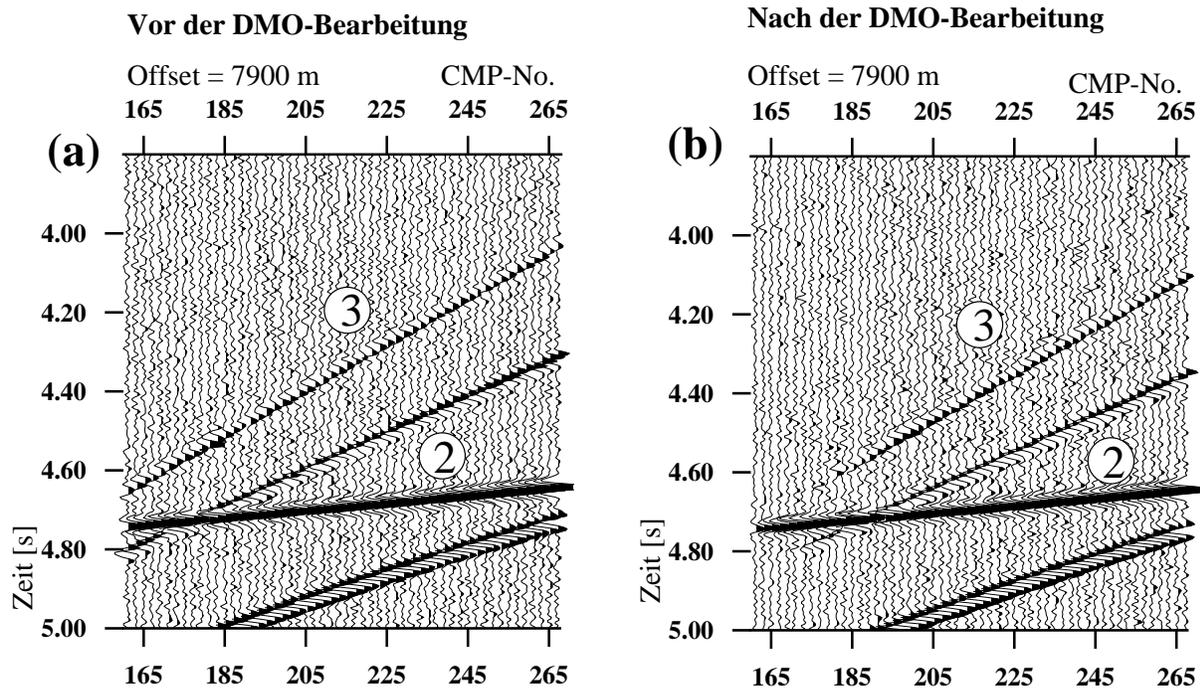


Abbildung 5.4: Ausschnitt der COF-Familie = 7900 m vor (a) und nach (b) der DMO-Bearbeitung. Deutlich geneigte Strukturen (z.B. 3) werden verschoben, während gering geneigte Strukturen weitgehend erhalten bleiben (z.B. 2). In (b) beachte man den Randeffekt am linken Rand der COF-Familie. Die fehlenden Refraktionssignale führen in den CRP-Familien (s. z.B. Abb. 5.5) zu einem frühzeitigen Abbrechen der CRP-Laufzeitkurve von geneigten Schichtgrenzen.

kann, verschwinden die Refraktionssignale dort auf den Seismogrammen. Dieser Randeffekt führt zu einem frühzeitigen Abbrechen der CRP-Laufzeitkurve der betreffenden Einsatzgruppe (s. Abb. 5.5-(b) Einsatzgruppe (3)). Vergleicht man eine CMP-Familie (s. Abb. 5.5-(a)) mit einer CRP-Familie (s. Abb. 5.5-(b)) bei der gleichen Profilkordinate (CMP-No.: 211), verändert sich die Steigung der Laufzeitkurve der Einsatzgruppe (3), die Interceptzeit (τ_3) bleibt aber gleich (s. Diskussion in Abschn. 4.1.3). Die COF-Laufzeitkurve der Einsatzgruppe (2) ist sehr gering geneigt und wird entsprechend durch die DMO fast nicht verändert. Der Vergleich der Abb. 5.5-(a) mit Abb. 5.5-(b) zeigt folglich nahezu unveränderte Laufzeitkurven für diese Einsatzgruppe.

Nach DMO werden in den Spurfamilien erneut Scheingeschwindigkeiten (nach Parametertabelle 5.2) bestimmt. Die Abb. 5.6-(a) zeigt den Vergleich der mittleren CMP- mit den mittleren CRP-Scheingeschwindigkeiten für die Einsatzgruppe (3). Die Mittelwerte der CRP-Scheingeschwindigkeiten bis ca. CMP-No.: 227 schwanken stärker als die CMP-Scheingeschwindigkeiten vor DMO. Diese Beobachtung ist durch das frühzeitige Abbrechen der CRP-Laufzeitkurve aufgrund der Randeffekte der DMO-Korrektur erklärbar. Auch zeigt die Betrachtung der CRP-Familien, daß eine Bestimmung der CRP-Scheinge-

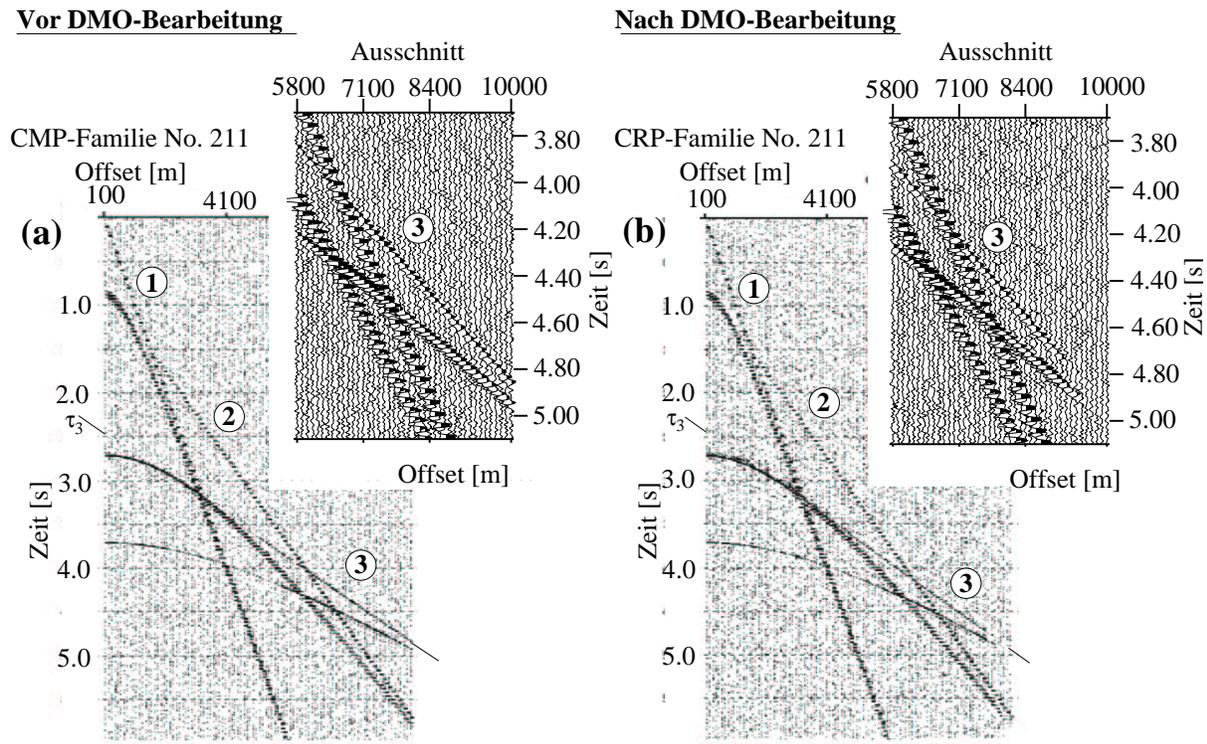


Abbildung 5.5: CMP-Familie in (a) und CRP-Familie in (b) bei der gleichen CMP-Profilkoordinate. Die mit (1), (2) und (3) bezeichneten Einsatzgruppen sind die Direkte Welle (1) und die Refraktierten aus unterschiedlichen Schichten (2) und (3). Die Teilabbildung (b) zeigt die CRP-Familie bei CMP-No.: 211 nach der DMO-Bearbeitung (mit $v_{han} = 2.00$ km/s und $v_{ref} = 4.12$ km/s). Wie zu erwarten ändert sich zwar die Steigung, nicht aber die Interceptzeit τ_3 der Einsatzgruppe (3). Die Änderung der Steigung erkennt man deutlich am vergrößert dargestellten Ausschnitt. Die Lage der Signale der Einsatzgruppen (1) und (2) bleiben durch die DMO unbeeinflusst erhalten. Das frühzeitige Abbrechen der CRP-Laufzeitkurve von (3) in (b) ist ein Randeffect (s. Abb. 5.4).

schwindigkeiten erst ab der CMP-No.: 197 möglich ist und nicht wie bei den CMP-Scheingeschwindigkeiten ab der CMP-No.: 171. Die mittleren CRP-Scheingeschwindigkeiten rechts von CMP-No. 227 zeigen ähnliche Schwankungen wie die CMP-Scheingeschwindigkeiten. Der DMO-Prozess beeinträchtigt somit in diesen Bereichen nicht die Qualität der Geschwindigkeitsbestimmung.

Die Abb. 5.6-(b) und (c) zeigen die Entwicklung der mittleren CRP-Scheingeschwindigkeiten der Einsatzgruppe (3) während der iterativen Verbesserung des Korrekturparameters v_{ref} . In der Tab. 5.4 sind die DMO-Korrekturparameter v_{han} und v_{ref} und die anschließend aus dem DMO-korrigierten Datensatz ermittelten, über den CMP-Bereich gemittelten CRP-Scheingeschwindigkeiten \tilde{V}_2^{crp} bzw. \tilde{V}_3^{crp} sowie deren wahrscheinliche Fehler (s. Gotthardt, 1968 S. 205 ff.) dargestellt. Ein wirkliches Iterieren über mehrere Schritte ist dabei weder in Tab. 5.4 noch in Abb. 5.6 zu beobachten. Vielmehr scheint sich

	v für DMO		Scheingeschw. danach			
	v_{han}	v_{ref}	\tilde{V}_2^{cmp} bzw. \tilde{V}_2^{crp}	γ_2	\tilde{V}_3^{cmp} bzw. \tilde{V}_3^{crp}	γ_3
ohne DMO	-	-	2.0032	0.0088	4.118	0.058
1-te Iteration	2.00	4.12	2.0036	0.0093	3.980	0.0689
2-te Iteration	2.00	3.98	2.0050	0.0085	3.968	0.0781
3-te Iteration	2.00	3.97	2.0053	0.0089	3.977	0.0774

Tabelle 5.4: Iterative Geschwindigkeitsbestimmung mit der DMO-Korrektur. Die Geschwindigkeiten \tilde{V}_2^{cmp} und \tilde{V}_3^{cmp} sind Mittelwerte der neigungsabhängigen CMP-Scheingeschwindigkeiten der 2-ten bzw. 3-ten Einsatzgruppe über den gesamten in Abb. 5.6 dargestellten CMP-Bereich (CMP-No. 191 bis CMP-No. 331). Entsprechend werden mit \tilde{V}_2^{crp} und \tilde{V}_3^{crp} die mittleren CRP-Scheingeschwindigkeiten, also nach DMO-Korrektur, für den CMP-Bereich bezeichnet. Zur Berechnung der Mittelwerte wurde zunächst für jede CMP-Familie ein arithmetischer Mittelwert für jede Einsatzgruppe berechnet; anschließend wurde aus allen Mittelwerten einer Einsatzgruppe durch Mittelwertbildung über den gesamten CMP-Bereich jeweils ein Wert für den gesamten CMP-Bereich berechnet. Bei der Mittelwertbildung wurden für die Einsatzgruppe (2) nur Scheingeschwindigkeiten im Bereich [1.8 km/s, 2,2 km/s] und für die Einsatzgruppe (3) nur Scheingeschwindigkeiten im Bereich [3.0 km/s, 5.0 km/s] verwendet. Zur Berechnung von \tilde{V}_3^{crp} wurden nur Werte von CMP-No. 197 aufwärts gemittelt. Die Werte des wahrscheinlichen Fehlers (s. Gotthardt, 1968, S. 205 ff.) die sich bei der Mittelwertbildung ergeben, werden mit γ_2 bzw. γ_3 bezeichnet. Als DMO-Korrekturparameter v_{han} und v_{ref} werden nach Abschn. 4.1.3 jeweils die mittleren Scheingeschwindigkeiten der vorangehenden Iteration verwendet.

der Prozeß schon nach der DMO-Bearbeitung mit den neigungsabhängigen CMP-Scheingeschwindigkeiten \tilde{V}_2^{cmp} bzw. \tilde{V}_3^{cmp} (1-te Iteration) im Rahmen der Fehlergrenzen nicht weiter zu verbessern. Diese Beobachtung ist konsistent zu den theoretischen Überlegungen in Abschn. 4.1.3 (Beispiel 1), wonach der Prozeß sehr schnell konvergieren sollte.

Im Hinblick auf eine ΔtV -Inversion der ΔtV -Tripel benötigt man eine stabilere Bestimmung der CRP-Scheingeschwindigkeiten. In den CRP-Familien des DMO-bearbeiteten Datensatzes der 3-ten Iteration wurden deshalb mit einer vergrößerten Fensterlänge von 7 Spuren Breite (= 600 m) erneut CRP-Scheingeschwindigkeiten bestimmt.

Bei einer zu kleinen Fensterbreite (z.B. bei 5 Spuren Fensterbreite) kann folgender Effekt zum Problem werden:

Bei der ΔtV -Inversion wird für jedes ΔtV -Tripel der weitere Kurvenverlauf geprüft. Nur wenn die Scheingeschwindigkeit und die Interceptzeit im weiteren Verlauf zunehmen, wird ein ΔtV -Tripel auch zur Inversion verwendet (s. Abschn. 3.2.2.4). Dieses Auswahlkriterium hat zur Folge, daß zu kleine Scheingeschwindigkeiten akzeptiert, zu große Scheingeschwindigkeiten aber verworfen werden. Dies führt zu einer $v(z)$ -Funktion mit eher zu kleinen Scheingeschwindigkeiten an den Knickpunkten der Laufzeitkurve (s. Abschn. 3.2.2.4).

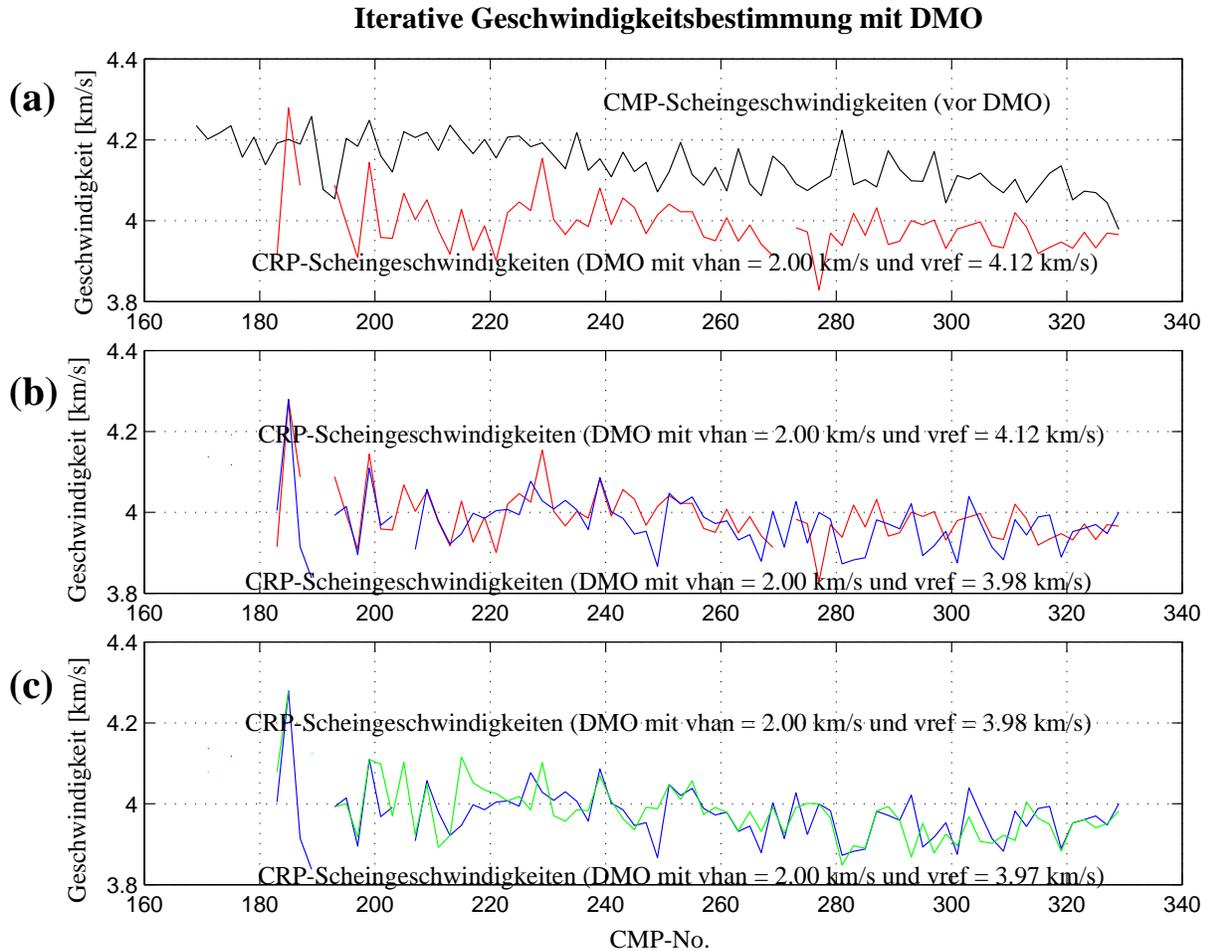


Abbildung 5.6: Iterative Bestimmung der neigungsfreien CRP-Scheingeschwindigkeiten. Die über der CMP-Koordinate dargestellten mittleren CMP- bzw. CRP-Scheingeschwindigkeiten der 3-ten Schicht ergeben sich aus den Scheingeschwindigkeiten der Ersteinsätze im Intervall $V = [3.0 \text{ km/s}, 5.0 \text{ km/s}]$ durch Mittelwertbildung (arithmetisches Mittel). Die CMP-Scheingeschwindigkeiten liegen im Mittel ca. 100 m/s über den nach DMO mit $v_{han} = 2.00$ km/s und $v_{ref} = 4.12$ km/s bestimmten CRP-Scheingeschwindigkeiten (a). Den Wert $v_{ref} = 4.12$ km/s erhält man durch Mittelung der Mittelwerte der CMP-Scheingeschwindigkeiten im dargestellten Bereich und bezeichnet diesen Mittelwert mit \tilde{V}_3^{cmp} . Mittelt man die CRP-Scheingeschwindigkeiten in (a) über den gesamten Bereich (\tilde{V}_3^{crp}), bekommt man den Wert für v_{ref} für die nächste Iteration ($v_{ref} = 3.98$ km/s). (b) zeigt den Vergleich der mittleren CRP-Scheingeschwindigkeiten nach der 1-ten und 2-ten Iteration und (c) den Vergleich der mittleren CRP-Scheingeschwindigkeiten nach der 2-ten und 3-ten Iteration. Ein weiteres Iterieren in (b) und (c) ist nicht mehr zu beobachten. Die CRP-Scheingeschwindigkeiten der DMO-Bearbeitungen unterscheiden sich untereinander nur noch zufällig. Der Prozeß ist schon nach der DMO-Bearbeitung mit der mittleren CMP-Scheingeschwindigkeit, \tilde{V}_2^{cmp} und \tilde{V}_3^{cmp} , nach der 1-ten Iteration im Rahmen der Fehlergrenzen nicht mehr verbesserbar. Siehe dazu auch die Korrekturparameter und CMP-, CRP-Scheingeschwindigkeiten bzw. deren Fehlerwerte in Tab. 5.4.

Die Abb. 5.7 zeigt die neu bestimmten CRP-Scheingeschwindigkeiten in Abhängigkeit vom Offset für jede 3-te CRP-Familie über den gesamten Meßbereich (CMP-No.: 15 bis CMP-No.: 467). Deutlich zeichnen sich drei Geschwindigkeitsbereiche mit $V_1^{crp} \approx 1.0$ km/s, $V_2^{crp} \approx 2.0$ km/s und $V_3^{crp} \approx 4.0$ km/s ab. Durch höhere Geschwindigkeiten verdeckt, findet sich bei größeren CMP-No. und größeren Offsets ein Bereich mit $V_{3'}^{crp} \approx 3.6$ km/s. Die Geschwindigkeitswerte um 4.0 km/s zeigen deutlich größere kleinräumige Schwankungen als die Geschwindigkeiten um 2.0 km/s oder 1.0 km/s. Solche kleinräumigen Schwankungen sind durch zufällige Fehler bei der Bestimmung der Scheingeschwindigkeiten bedingt und nehmen mit zunehmendem Offset zu, weil die Amplituden und somit das Nutz/Rausch-Verhältnis mit zunehmender Laufzeit (und somit zunehmendem Offset bei den Ersteinsätzen) abnimmt.

Geschwindigkeitsbestimmung nach DMO-Korrektur

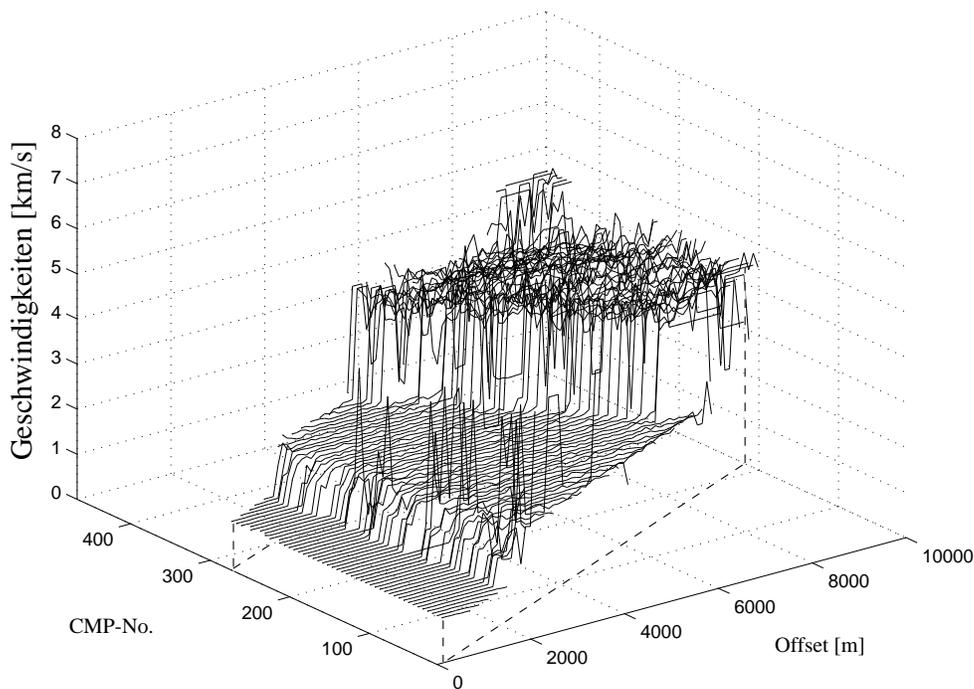


Abbildung 5.7: Scheingeschwindigkeiten aus den CRP-Familien nach der endgültigen DMO-Korrektur (mit $v_{ref} = 3.97$ km/s und $v_{han} = 2.00$ km/s). Dargestellt sind die Scheingeschwindigkeiten jeder 3-ten CRP-Familie im Bereich von CMP-No.: 15 bis CMP-No.: 467. Die Geschwindigkeiten wurden mit Hilfe der Methode der konstanten Fensterbreite bestimmt (räumliche Fensterbreite = 7 Spuren, Kohärenzmaß = Semblance). Ausreißer, die bei der Methode mit konstanter Fensterbreite an den Knickpunkten der Laufzeitkurve entstehen können, werden für die Darstellung durch den Medianwert aus 5 Nachbarwerten ersetzt. In der ΔtV -Inversion werden solche Ausreißer aufgrund ihrer geringen Qualität (mit Kohärenzwert meßbar) auch nicht berücksichtigt.

Im Bereich der Knickpunkte der CRP-Laufzeitkurve kommt es bei der Bestimmung

der Scheingeschwindigkeiten mit der Methode mit konstanter Fensterbreite zu unrealistischen Scheingeschwindigkeiten. Extreme Ausreißer ($v > 8.0$ km/s oder $v < 0$ km/s) wurden zu Darstellungszwecken in Abb. 5.7 durch den Medianwert aus 5 Nachbarwerten ersetzt. Bei der ΔtV -Inversion werden die Ausreißer aufgrund der geringen Qualität der Geschwindigkeitsbestimmung nicht berücksichtigt. Die Qualität wird in Form der bei der Geschwindigkeitsbestimmung in den Kopfblöcken der Spuren gespeicherten Kohärenzwerte (hier Semblance) beurteilt.

5.4 Tiefeninversion der Scheingeschwindigkeiten

Die ΔtV -Inversion (s. Abschn. 3.2.2.4) ist ein 1-dimensionales Inversionsverfahren, bei dem die ΔtV -Tripel einer CRP-Familie ohne Berücksichtigung der Ergebnisse aus benachbarten CRP-Familien gewandelt werden. Im Fall geneigter Schichten werden mit DMO $v(z_l)$ -Funktionen bestimmt, wobei z_l der Weg entlang der Schichtmächtigkeiten ist (s. Abschn. 4.1.4), die im Fall eines homogenen Hangenden den vertikal nach unten gemessenen Tiefen ähnlich sind. Die 1-dimensionalen $v(z_l)$ -Funktionen werden als Stützstellen für ein 2-dimensionales Modell verwendet.

Das 2-dimensionale Modell wird im weiteren (teils auch in veränderter Form) für folgende Schritte benötigt werden:

- Zur Lotzeit-Transformation
- Zur Zeitmigration
- Zur Tiefenkonversion
- Zum Vergleich mit dem Ausgangsmodell

Bei realen Datensätzen können die Geschwindigkeiten als lithologischer Parameter bei der geologischen Einordnung des Untersuchungsgebiets dienen.

Die in dieser Arbeit bestimmten ΔtV -Tripel stammen ausschließlich von Ersteinsätzen. Zur ΔtV -Inversion eignet sich in diesem Fall die um die Interceptzeitmethode erweiterte Version. Bei Geschwindigkeitssprüngen über 0.5 km/s (s. Tabelle 5.5) wird statt der Gradienteninversion das Interceptzeitverfahren eingesetzt. Welche der bestimmten ΔtV -Tripel allerdings zur Inversion beitragen, wird durch zwei Parameter bestimmt. Die Qualität eines ermittelten ΔtV -Tripels wird über den Kohärenzwert (Semblance, s. Winkelmann, 1996, Gl. 3.10) bestimmt. ΔtV -Tripel die mit einer Semblance < 0.5 bestimmt wurden, werden bei der Inversion nicht berücksichtigt. Außerdem wird innerhalb eines Analysefensters (hier 10 Spuren Breite) der weitere Verlauf der CRP-Laufzeitkurve abgeschätzt. Nur wenn die Scheingeschwindigkeiten und Interceptzeiten im weiteren Kurvenverlauf im Mittel zunehmen, wird ein Wert für die ΔtV -Inversion zugelassen.

Wie bereits in Abschn. 5.1.2 näher diskutiert wurde, konnte der CMP-Bereich für die ΔtV -Inversion durch Berücksichtigung der Einsätze der Direkten Welle hinter den Ersteinsätzen bis zur CMP-No.: 341 erweitert werden.

Die Abb. 5.8 zeigt das Ergebnis der Inversion der CRP-Familie: 241 mit und ohne DMO-Bearbeitung (durchgezogene bzw. gestrichelte Linie). Bis in eine Tiefe von ca. 2100 m sind beide $v(z)$ -Funktionen nahezu gleich. In größerer Tiefe werden allerdings die Geschwindigkeiten mit DMO etwas mehr als 100 m/s niedriger bestimmt. Auch liegt die Diskontinuität in dieser Tiefe ohne DMO etwa 50 m höher als mit DMO. Beide Beobachtungen sind systematisch und finden sich in ähnlicher Form in allen $v(z)$ -Funktionen der anderen CRP-Familien.

Parametertabelle für ΔtV -Inversion	
Methode	kombinierte ΔtV -Inversion mit Interceptzeiterweiterung
Größe der Geschwindigkeitsdifferenz zweier benachbarter ΔtV -Tripel, als Kriterium für den Einsatz der Interceptzeiterweiterung	0.5 km/s
Minimaler Kohärenzwert (Semblance) bei der Bestimmung der ΔtV -Tripel (Qualitätskriterium)	0.5
Anzahl der sich anschließenden Spuren zur Abschätzung des weiteren Kurvenverlaufs (Qualitätskriterium)	10 Spuren

Tabelle 5.5: Parametertabelle für die eingesetzte ΔtV -Inversion. Die ΔtV -Tripel werden mit wachsendem Offset abgearbeitet. Die letzten beiden Parameter sind Qualitätskriterien für die Verwendung des aktuell zu invertierenden ΔtV -Triplets.

Die ebenfalls in der Abb. 5.8 dargestellten Modellgeschwindigkeiten zeigen den Verlauf entlang der vertikal nach unten gemessenen Tiefe z . Die mit der ΔtV -Inversion berechnete Tiefe des Geschwindigkeitssprungs der geeigneten Schichtgrenze liegt erwartungsgemäß etwas höher, weil die lotrecht auf die Schichtgrenzen gemessene Mächtigkeit in diesem Fall kleiner ist als die vertikal nach unten gemessene Tiefe. Die Größenordnung von ca. 150 m entspricht gut der zu erwartenden Differenz. In Abb. 5.9 findet man den Vergleich des Geschwindigkeitsmodells mit den lotrecht auf die Schichtgrenzen gemessenen Mächtigkeiten.

Die Abb. 5.9-(a) zeigt einen Teil des 2-dimensionalen Geschwindigkeitsmodells nach der ΔtV -Inversion der CRP-Scheingeschwindigkeiten, also des DMO-bearbeiteten Datensatzes (das gesamte Modell ist in Abb. 5.15-(a) dargestellt). Das Modell wurde horizontal geglättet. Dabei wurde das Geschwindigkeitsmodell vertikal im Abstand von 10 m gerastert und anschließend jeder Geschwindigkeitswert durch den Medianwert aus 5 benachbarten Geschwindigkeitswerten (Fensterbreite = 100 m) in gleicher Tiefe ersetzt. Eine solche Mediangelättung soll Ausreißer eliminieren und das Verschleifen von Diskontinuitäten verhindern. Bei einer Glättung mit dem arithmetischen Mittelwert werden Diskontinuitäten verschliffen. In Abb. 5.9-(b) ist zum Vergleich das Ergebnis der ΔtV -Inversion der CMP-Scheingeschwindigkeiten, also ohne DMO-Bearbeitung, gezeigt. Es wurde sonst mit exakt den gleichen Parametern gewonnen wie das Ergebnis der Abb. 5.9-(a). Die Geschwindigkeiten ohne DMO liegen in gleicher Tiefe etwa 100 m/s über den Geschwindigkeiten mit DMO. In beiden Abbildungen sind zusätzlich die entsprechenden Isogeschwindigkeitslinien des Ausgangsmodells (für 3.9 km/s, 4.0 km/s, 4.1 km/s, 4.2 km/s und 4.3 km/s) in der lotrecht auf die Schichtgrenzen gemessenen Mächtigkeit

z_l dargestellt. Die Bearbeitung mit DMO gibt den Geschwindigkeitsverlauf gut wieder, während ohne DMO die Geschwindigkeiten zu hoch bestimmt werden.

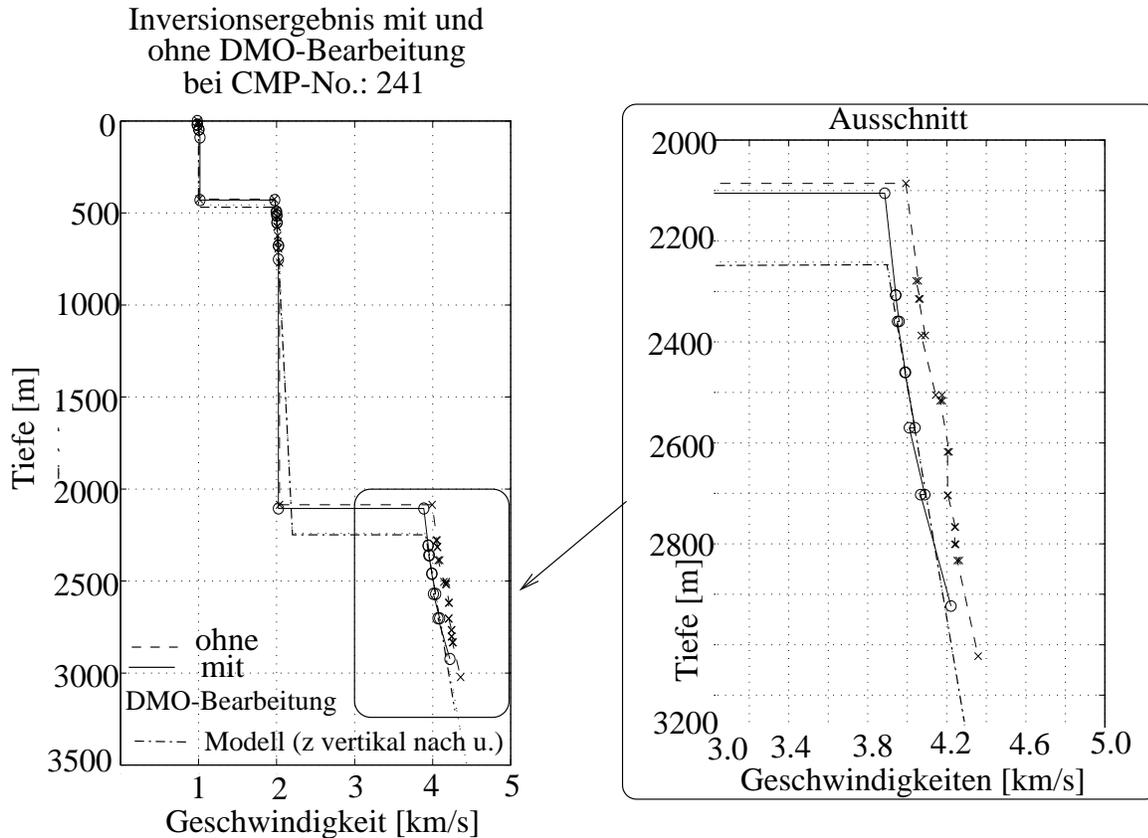


Abbildung 5.8: Ergebnis der Inversion der CMP- bzw. CRP-Scheingeschwindigkeiten bei CMP-No.: 241. Das Ergebnis der Inversion der Δt_V -Triplet aus der DMO-Bearbeitung zeigt ab einer Tiefe von ca. 2100 m gegenüber dem Ergebnis der Inversion der Δt_V -Triplet ohne DMO signifikant kleinere Geschwindigkeiten in gleicher Tiefe. Die Δt_V -Inversion erfolgte mit den Parametern der Tab. 5.5. Die vertikal nach unten gemessenen Modellgeschwindigkeiten liegen ab der 2-ten Diskontinuität um ca. 100 m tiefer als die Geschwindigkeiten aus der Inversion, weil die Geschwindigkeiten der Inversion den Geschwindigkeitsverlauf entlang der lotrecht auf die Schichtgrenzen und nicht etwa der vertikal nach unten gemessenen Tiefe wiedergeben.

In der Abb. 5.9-(a) und -(b) fallen die geringeren Tiefen der berechneten Diskontinuität der Einsatzgruppe (3) gegenüber der Tiefe der Diskontinuität im Modell (3.9 km/s-Linie) auf. Zusätzlich liegt die Tiefe des Geschwindigkeitssprungs bei der Bearbeitung ohne DMO für die Einsatzgruppe (3) in noch geringerer Tiefe als bei der Bearbeitung mit DMO. Beide Beobachtungen lassen sich durch den Einsatz der Interceptzeitmethode bei Gradientenschichten erklären.

1. Bei der Interceptzeitinversion wird die Scheingeschwindigkeit des zuletzt invertier-

ten XTV-Tripels als konstante Geschwindigkeit für die ersten 99% der berechneten Schichtmächtigkeit h angenommen. In diesem Beispiel ist die Geschwindigkeit in diesem Bereich nicht konstant, sondern erhöht sich aufgrund des Gradienten stetig. Der Gradient kann aber in diesen Bereichen nicht aufgelöst werden, weil es keine Tauchstrahlen aus diesen Bereichen gibt. Bei der Berechnung der Schichtmächtigkeit führen die zu kleinen Geschwindigkeitswerte zu kleinen Schichtmächtigkeiten. Bei mehreren Geschwindigkeitssprüngen können sich die Fehler aufsummieren. Für den Geschwindigkeitssprung von 1 km/s auf 2 km/s in Abb. 5.8 bei ca. 500 m Tiefe liegt der Fehler bei etwa 10 m (2% der Gesamttiefe).

2. Die kleineren Tiefen der 2-ten Diskontinuität der Bearbeitung ohne DMO gegenüber der mit DMO sind eine Folge der zu hohen Scheingeschwindigkeiten bei Fehlen der DMO-Korrektur. Die Mächtigkeit der Schicht im Hangenden ist nämlich auch eine Funktion der Geschwindigkeit des Liegenden der Diskontinuität.

Die Geschwindigkeiten werden in der weiteren Bearbeitung des Datensatzes wie folgt verwendet:

- Für die **Zeitmigration** (s. Abschn. 3.2.2.7) der Quasi-Lotzeitsektion muß das $v(z)$ -Modell aus Abb. 5.15-(a) in ein Modell aus Durchschnittsgeschwindigkeiten in Abhängigkeit der Lotzeit umgerechnet werden.
- Für die **Tiefenkonversion** (s. Abschn. 3.2.2.7) benötigt man eigentlich ein Modell der Geschwindigkeiten mit der vertikal nach unten gemessenen Tiefe. In diesem Fall kann näherungsweise auch das Modell aus der ΔtV -Inversion für die Tiefenkonversion verwendet werden. Eine zusätzliche vertikale Glättung (durch Bildung des arithmetischen Mittelwerts) sorgt dabei für ein stabiles Ergebnis (s. Modell in Abb. 5.15-(b)).
- Die **Lotzeit-Transformation** (s. Abschn. 3.2.2.6) benötigt in der verwendeten Version nur die Stapelgeschwindigkeiten und Interceptzeiten.

Ein zusätzliches Verfahren zur Wandlung des Geschwindigkeitsverlaufs entlang der lotrecht auf die Schichtgrenzen gemessenen Mächtigkeit des Hangenden in einen Geschwindigkeitsverlauf in Abhängigkeit der vertikal nach unten gemessenen Tiefe wäre für den Fall großer Schichtneigungen speziell für die Tiefenkonversion hilfreich. Ein solches Verfahren müßte zwischen Geschwindigkeitsstützstellen korrelieren. Man könnte ein solches Verfahren auch in der CMP-Reflexionsseismik gut gebrauchen, in der weit größere Neigungen beobachtet werden können.

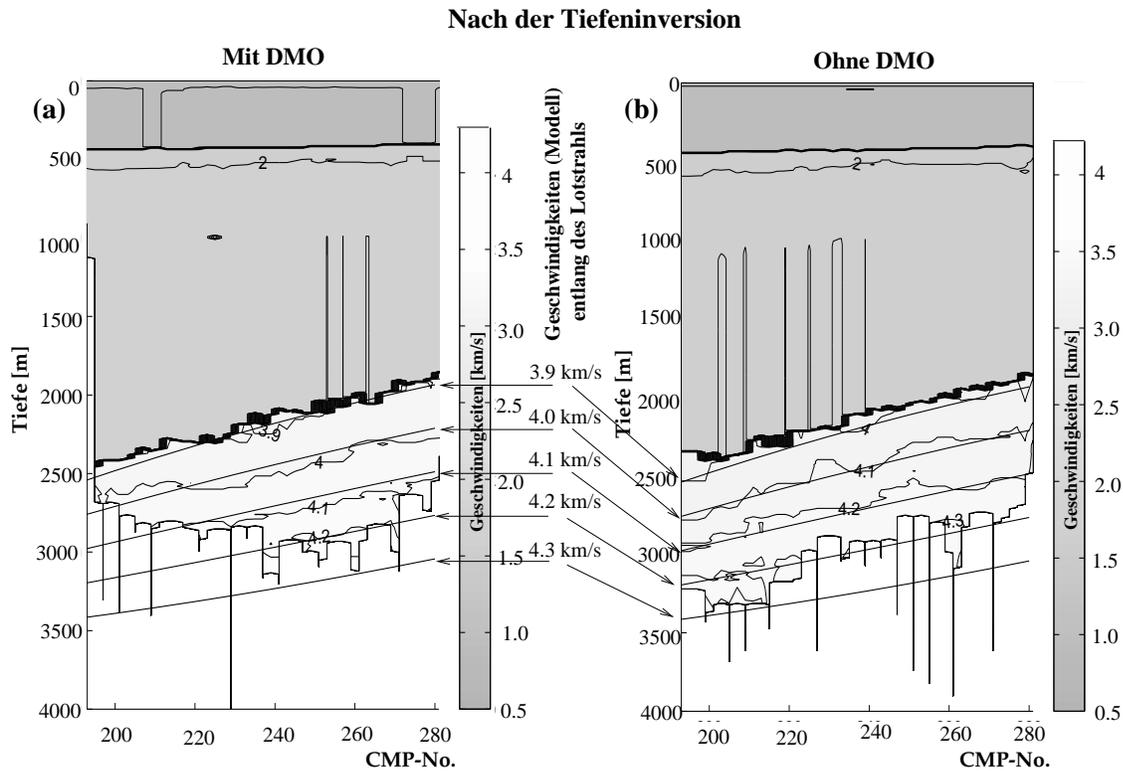


Abbildung 5.9: Ergebnis der ΔtV -Inversion (a) mit und (b) ohne DMO-Bearbeitung des Datensatzes im Vergleich mit den Modellgeschwindigkeiten. Die Modellgeschwindigkeiten in Abhängigkeit der lotrecht auf die Schichtgrenzen gemessenen Mächtigkeit sind in der Abb. in Form von 4 Isolinien dargestellt. Ein Vergleich von (a) und (b) zeigt deutlich etwa 100 m/s höhere Geschwindigkeiten ohne DMO (b) als mit DMO (a) in gleicher Tiefe. Diese Größenordnung entspricht recht gut dem theoretisch zu erwartenden, durch die Neigung der Schichtgrenze bedingten Fehler. Die Geschwindigkeiten mit DMO sind eine sehr gute Darstellung der Modellgeschwindigkeiten.

5.5 Erlangung eines Strukturabbildes

Die Möglichkeit, die Refraktionssignale zur Strukturabbildung zu verwenden, unterscheidet die CMP-Refraktionsseismik von den meisten anderen Interpretationsverfahren für refraktierte Wellen. Die im folgenden verwendeten Schritte und die zugehörigen Algorithmen wurden bereits in den Abschn. 3.2.2.5 bis 3.2.2.7 ausführlich beschrieben. Nach Ausführung aller Schritte erhält man ein Bild der refraktierenden Strukturen der Einsatzgruppen (2) und (3). Es sind die mit Strahlen durchleuchteten Gebiete der 2-ten und 3-ten Schichtgrenze in Abb. 5.1.

5.5.1 Stapelung

Schon bei der ersten Analyse des Datensatzes in Abschn. 5.1.2 ließen sich die Refraktionen gewissen Einsatzgruppen (mit (1), (2) und (3) bezeichnet) zuordnen. Die Refraktionen der Einsatzgruppen stammen offensichtlich von gemeinsamen Refraktionshorizonten. In der Stapelung sollen die Refraktionen der Einsatzgruppen (2) und (3) getrennt voneinander gestapelt werden. Eine solche Stapelung bezeichnet man auch als horizontgebundene Stapelung (s. Abschn. 3.2.2.5). Für jede CRP-Familie und jede Einsatzgruppe erhält man jeweils eine möglichst gute Stapelspur. Die Stapelspuren der jeweiligen Einsatzgruppen werden auch in der sich anschließenden Lotzeit-Transformation getrennt voneinander bearbeitet und erst für die Quasi-Lotzeitsektion zusammengefügt.

Die optimalen Stapelgeschwindigkeiten der Einsatzgruppe (2) V_2^{stack} und der Einsatzgruppe (3) V_3^{stack} werden mit Hilfe einer lokalen τ -p-Transformation gewonnen. Die Stapelgeschwindigkeiten sind per Definition die Geschwindigkeiten, mit denen man in einem bestimmten Offsetbereich für eine Einsatzgruppe das beste Stapelergebnis erzielt. Stapelgeschwindigkeiten sind in der Refraktionsseismik nach DMO also mittlere CRP-Scheingeschwindigkeiten. Für die lokale τ -p-Transformation legt man nach Tab. 5.6 eine Breite des Zeitfensters und des räumlichen Fensters fest und variiert die Strahlparameter in einem geeigneten Bereich um einen mittleren Strahlparameter. Als mittlerer Strahlparameter wurden die Kehrwerte von \tilde{V}_2^{crp} für die Einsatzgruppe (2) ($p = 500$ ms/km) und \tilde{V}_3^{crp} für die Einsatzgruppe (3) ($p = 252$ ms/km) der 3-ten Iteration in Tab. 5.4 gewählt. Der Variationsbereich des Strahlparameters betrug jeweils ± 40 ms/km (s. Tab. 5.6).

Für Anfang und Ende der räumlichen Fensterbreite wurden für jede der beiden Einsatzgruppen Startwerte bestimmt, die für jede CRP-Familie variiert und optimiert werden. Die Optimierung erfolgt durch Vergleich der Kohärenzwerte (modifizierten Semblance, s. Winkelmann, 1996, Gl. 3.13). Die Abb. 5.10 (für Einsatzgruppe (2)) und Abb. 5.11 (für Einsatzgruppe (3)) zeigen die Ergebnisse der lokalen τ -p-Transformation im optimierten Offset-Bereich für die CRP-Familie: 237. Sowohl die Stapelamplituden als auch die berechneten Werte für die modifizierte Semblance zeigen für jede der Einsatzgruppen ein Maximum. Für Einsatzgruppe (2) liegt es bei $p_2^{opt} = 498.67$ ms/km (s. Abb. 5.10) (entspricht $V_2^{stack} = 2.008$ km/s) und für Einsatzgruppe (3) bei $p_3^{opt} = 248$ ms/km (entspricht

Parametertabelle für die horizontgebundene Stapelung	
Kohärenzmaß zur Best. der räuml. Fensterbreite	mod. Semblance
Kohärenzmaß zur Best. des optimalen Strahlparameters	mod. Semblance
Anz. der Spuren im τ -p-Bereich	61
p-Bereich für Horizont 2	460 - 540
p-Bereich für Horizont 3	212 - 292
Fensterhöhe	300 ms
Fensterbreite	Vorgaben werden optimiert (s. Text)
Positionierung des Fensters	durch Laufzeiten
Mittelung des Strahlparameters	über 3 CMP-No. (Median)

Tabelle 5.6: Parametertabelle für die lokale τ -p-Transformation für die horizontgebundene Stapelung der Einsatzgruppen (2) und (3).

$V_3^{stack} = 4.032$ km/s) (s. Abb. 5.11). Würde man nur die CRP-Familie: 237 betrachten, müßte man als optimales Stapelergebnis die Stapelspuren bei p_2^{opt} für Einsatzgruppe (2) und p_3^{opt} für Einsatzgruppe (3) auswählen. Bei der horizontgebundenen Stapelung vergleicht man die gewonnenen optimierten Strahlparameter aber auf Konsistenz mit den Ergebnissen der umliegenden CRP-Familien. Als optimaler Strahlparameter wird der Medianwert der p^{opt} aus 3 benachbarten CRP-Familien ausgewählt. Die entsprechende Spur ist die optimale Stapelspur.

Die Einsatzgruppe (2) läßt sich in der DMO-Bearbeitung ab der CMP-No.: 83 und die Einsatzgruppe (3) ab der CMP-No.: 195 stapeln. Weil das für die Tiefenkonversion benötigte Geschwindigkeitsmodell nur bis CMP-No.: 341 reicht und die gestapelte Einsatzgruppe (3) durch die Zeitmigration zu größeren CMP-No. verschoben wird, ist eine Stapelung für diese Einsatzgruppe nur bis CMP-No.: 319 sinnvoll. Die Einsatzgruppe (2) wird bis zur CMP-No.: 339 gestapelt.

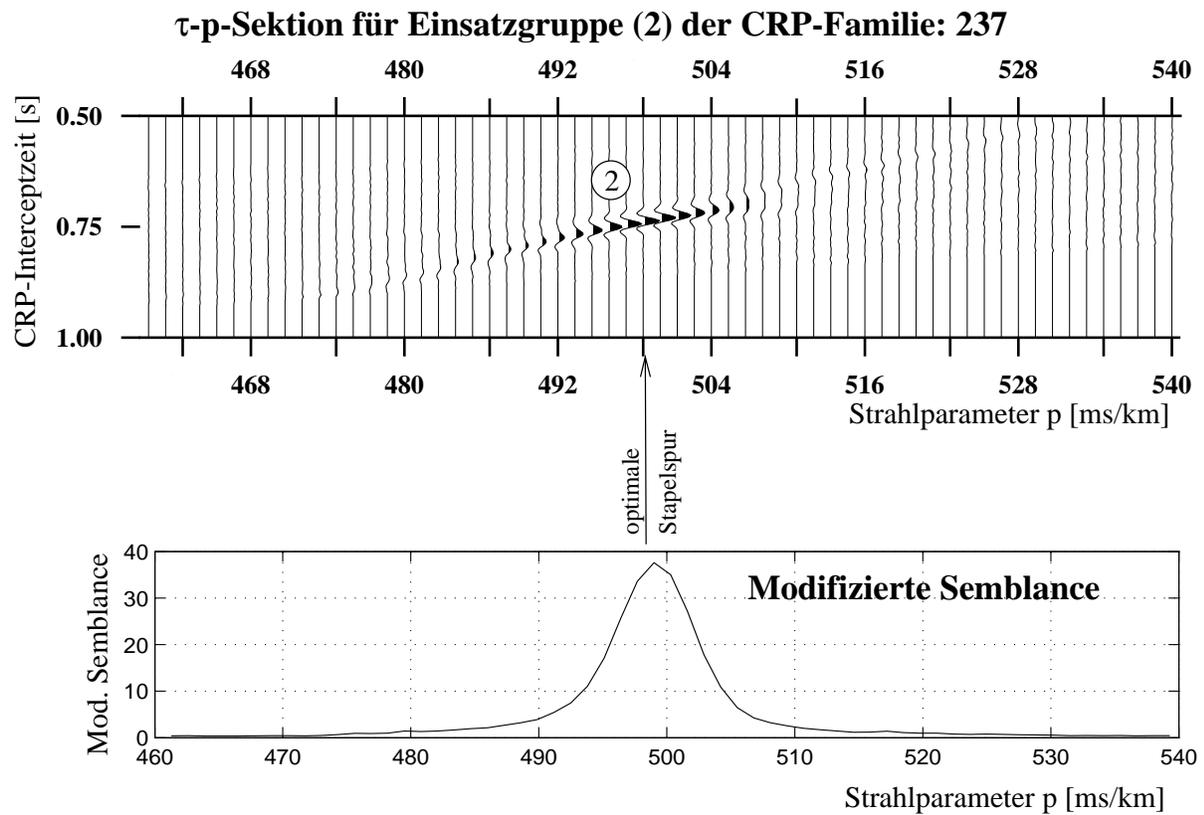


Abbildung 5.10: τ -p-Sektion der CRP-Familie: 237 für die Einsatzgruppe (2) mit den Parametern der Tab. 5.6. Sowohl die Stapelamplitude als auch die modifizierte Semblance zeigen ein Maximum bei $p^{opt} = 498.67$ ms/km.

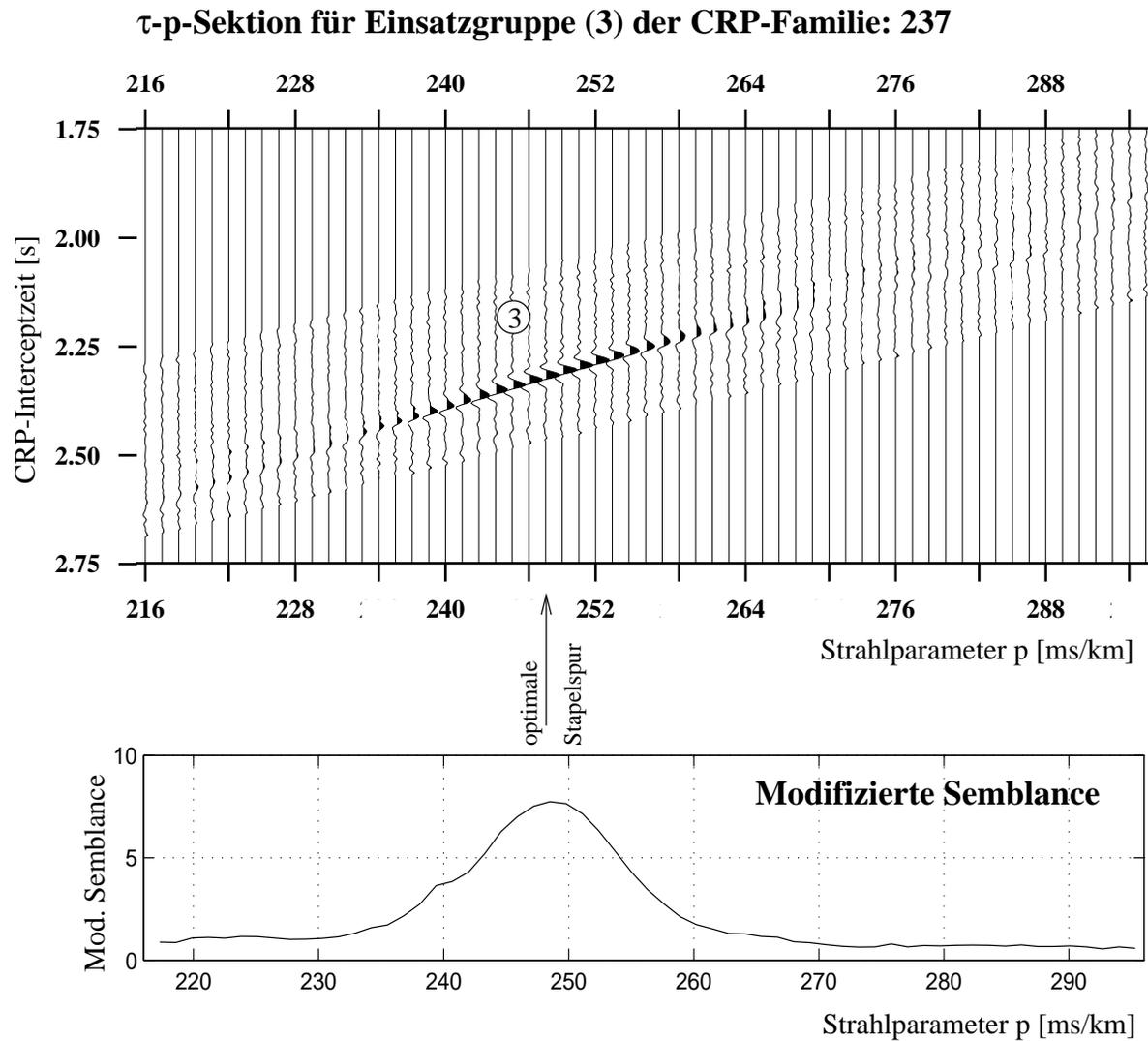


Abbildung 5.11: τ -p-Sektion der CRP-Familie: 237 für die Einsatzgruppe (3) mit den Parametern der Tab. 5.6. Sowohl die Stapelamplitude als auch die modifizierte Semblance zeigen ein Maximum bei $p^{opt} = 248$ ms/km.

5.5.2 Lotzeit-Transformation

Bei der Lotzeit-Transformation soll die Zeitkoordinate der Stapelsignale der Einsatzgruppen (2) und (3) von der Intercept- in die Lotzeit gewandelt werden.

Für diese Bearbeitung soll die Version der Lotzeit-Transformation nach Gl. 3.44 verwendet werden, die für Modelle mit kleinen Geschwindigkeitsgradienten (s. Abb. 5.15-(a)) geeignet ist (s. auch Diskussion in Abschn. 3.2.2.6). Die verwendete Lotzeit-Transformation basiert auf der Annahme konstanter Schichtgeschwindigkeiten. In dieser Bearbeitung sollen statt der konstanten Schichtgeschwindigkeiten die im letzten Abschn. 5.5.1 bestimmten neigungsfreien CRP-Stapelgeschwindigkeiten (V_2^{stack} und V_3^{stack}) verwendet werden. Für die ebenfalls benötigten CRP-Interceptzeiten werden entsprechend die CRP-Interceptzeiten der Stapelsignale verwendet. Zur Lotzeit-Transformation eines Stapelsignals benötigt man auch die Stapelgeschwindigkeiten und Interceptzeiten der darüber liegenden Schichtgrenzen. Bei der getrennten Transformation der einzelnen Stapelsignale muß man also zuerst die in den Kopfblöcken gespeicherten Informationen einer Einsatzgruppe für einen CRP in die Kopfblöcke der Spuren der anderen Einsatzgruppen beim gleichen CRP übertragen. Anschließend verfährt man wie folgt (s. Abschn. 3.2.2.6), wobei für die Geschwindigkeit der 1-ten Schicht die CRP-Scheingeschwindigkeit $V_1^{crp} \approx 1.0$ km/s verwendet wurde:

1. Skalierung der Zeit: Für die Einsatzgruppe (2) mit dem Faktor

$$\frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{V_1^{crp}}{V_2^{stack}}\right)^2}}$$

und für die Einsatzgruppe (3) durch

$$\frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{V_2^{stack}}{V_3^{stack}}\right)^2}}$$

wobei V_2^{stack} bzw. V_3^{stack} die neigungsfreien Stapelgeschwindigkeiten sind.

2. Konstante Zeitverschiebung: Für Einsatzgruppe (2) ist diese = 0 und für Einsatzgruppe (3) muß man zur Zeitkoordinate den Wert

$$= \frac{\tau_2^{stack}}{\sqrt{1 - \left(\frac{V_1^{crp}}{V_2^{stack}}\right)^2}} \left(1 - \frac{\sqrt{1 - \left(\frac{V_1^{crp}}{V_3^{stack}}\right)^2}}{\sqrt{1 - \left(\frac{V_2^{stack}}{V_3^{stack}}\right)^2}}\right)$$

addieren. τ_2^{stack} ist die Interceptzeit der Einsatzgruppe (2).

Die Abb. 5.12 zeigt in (a) die Stapelspuren der Einsatzgruppen (2) und (3) für die CRP-Familie: 237 vor der Lotzeit-Transformation und in (b) nach der Lotzeit-Transformation. Die lotzeittransformierten Teilergebnisse werden, wie in Abb. 5.12-(b) zu sehen, durch Stapelung zu einer gemeinsamen Quasi-Lotzeitspur für die CRP-Familie: 237 kombiniert. Die Darstellung aller Quasi-Lotzeitspuren führt zu einer Quasi-Lotzeitsektion für das gesamte Modell (s. Abb. 5.13).

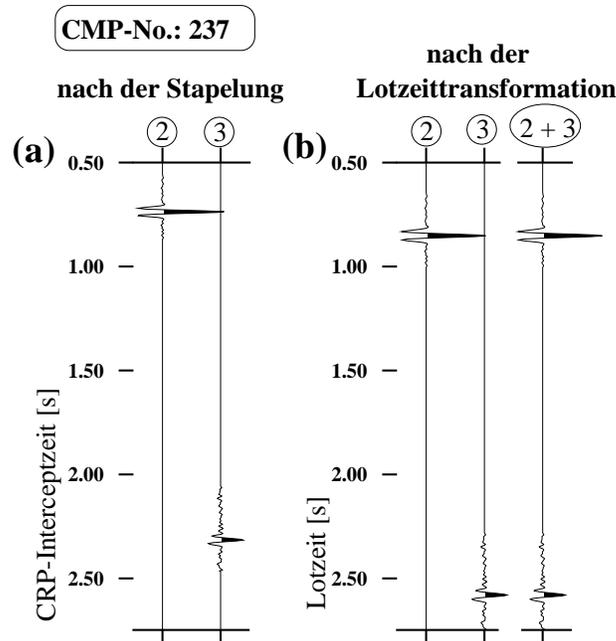


Abbildung 5.12: Lotzeit-Transformation der Stapelspuren der Einsatzgruppen (2) und (3) der CRP-Familie.: 237. Die Stapelspuren (a) werden getrennt voneinander lotzeittransformiert und die resultierenden Quasi-Lotzeitspuren (b) der jeweiligen Einsatzgruppen zu einer gemeinsamen Quasi-Lotzeitspur (hier für CMP-No. 237) durch Stapelung kombiniert. Die Darstellung aller gestapelten Quasi-Lotzeitspuren ergibt die Quasi-Lotzeitsektion (s. Abb. 5.13).

Die Abb. 5.14-(a) zeigt einen Ausschnitt der resultierenden Quasi-Lotzeitsektion im Bereich der CMP-No.: 235 bis CMP-No.: 275. Zu Vergleichszwecken wurden in demselben Bereich basierend auf demselben Modell der Abb. 5.1 Reflexionen mit Offset = 0 m berechnet (also eine synthetische Lotzeitsektion). Die Einsatzgruppen (2) und (3) der Quasi-Lotzeitsektion simulieren recht gut die Reflexionen an den entsprechenden Schichtgrenzen. Die Laufzeiten der Stapelsignale der Einsatzgruppe (3) sind um wenige 10-er ms (ca. 1% der Laufzeit) größer als die der synthetischen Lotzeitsektion. Die Laufzeitdifferenz ist sehr gering. Der Vergleich der Quasi-Lotzeitsektion der CMP-Refraktionsseismik mit der Lotzeitsektion der Reflexionsseismik rechtfertigt den Ansatz bei der Lotzeit-Transformation. Wahrscheinlich sind es mehrere Ursachen, die die systematisch zu großen Laufzei-

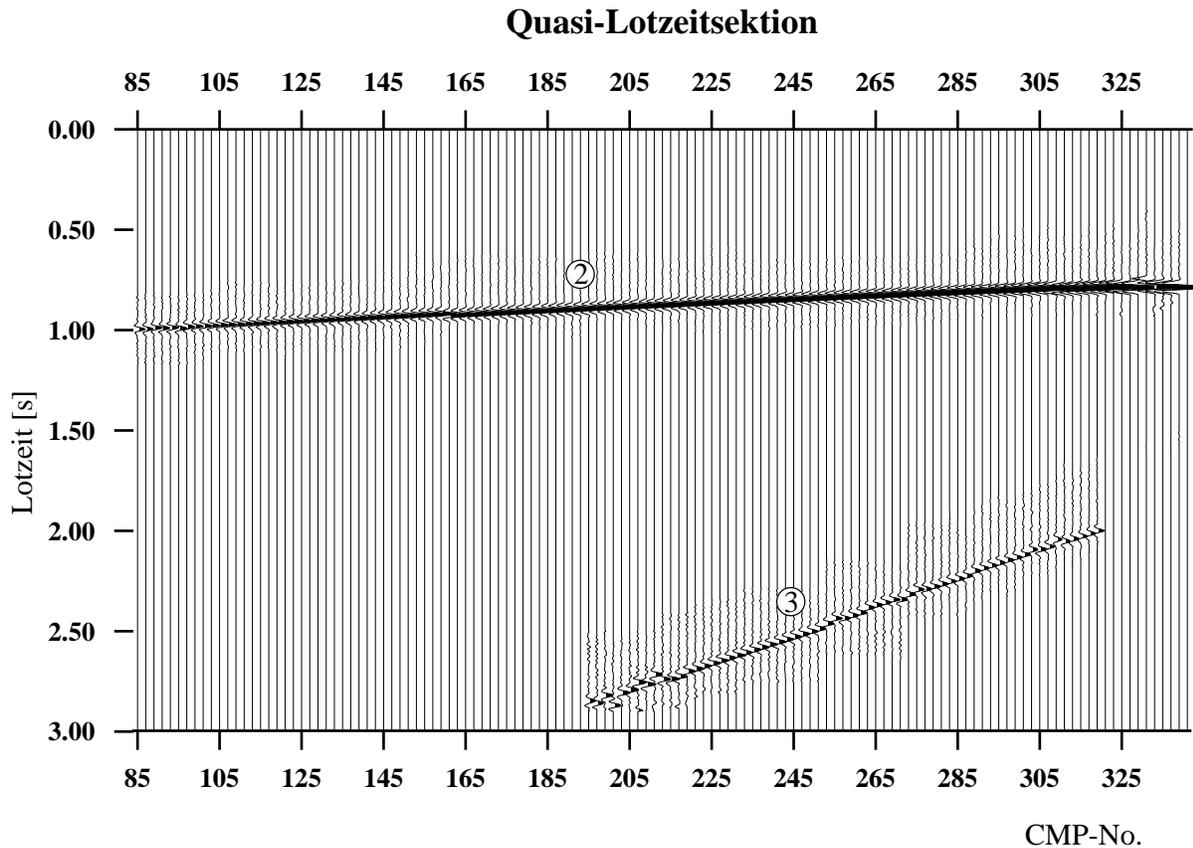


Abbildung 5.13: Die Lotzeitsektion (lotzeittransformierte Stapelsektion) zeigt die Lotzeitdarstellung der Einsatzgruppen (2) und (3) in einem geeigneten Bereich (s. Text).

ten bedingen. Beispielsweise hat der echte Lotstrahl, der den Reflexionen in Abb. 5.14-(b) zugrunde liegt, etwas kürzere Laufzeiten als der lotrecht auf die Schichtgrenzen verlaufende Strahl, auf dem die Berechnung der Quasi-Lotzeitsignale in Abb. 5.14-(a) basiert. Auch werden bei der Stapelung mit mittleren Scheingeschwindigkeiten eher etwas zu große Interceptzeiten der Stapelsignale bestimmt.

Die Unterschiede der Quasi-Lotzeitsektion in Abb. 5.13 gegenüber der Quasi-Lotzeitsektion ohne DMO-Bearbeitung (hier nicht dargestellt) sind sehr klein. Vergleicht man die Quasi-Lotzeitsektion ohne DMO-Bearbeitung mit der synthetischen Lotzeitsektion in Abb. 5.14-(b), ähnelt sie dieser sogar mehr als die Quasi-Lotzeitsektion in Abb. 5.14-(a). Bei der Bearbeitung ohne DMO kompensieren sich die kleinen Fehler bei der Stapelung und bei der Lotzeit-Transformation mit zu hohen, neigungsabhängigen Stapelgeschwindigkeiten. Diese Kompensation ist aber eine Eigenschaft des speziellen Datensatzes und läßt sich nicht verallgemeinern. Es ist daher i.allg. ratsam, die Lotzeit-Transformation mit den echten neigungsfreien Stapelgeschwindigkeiten durchzuführen. In den folgenden Schritten der Zeitmigration und Tiefenkonversion beeinflusst die Geschwindigkeit im Lie-

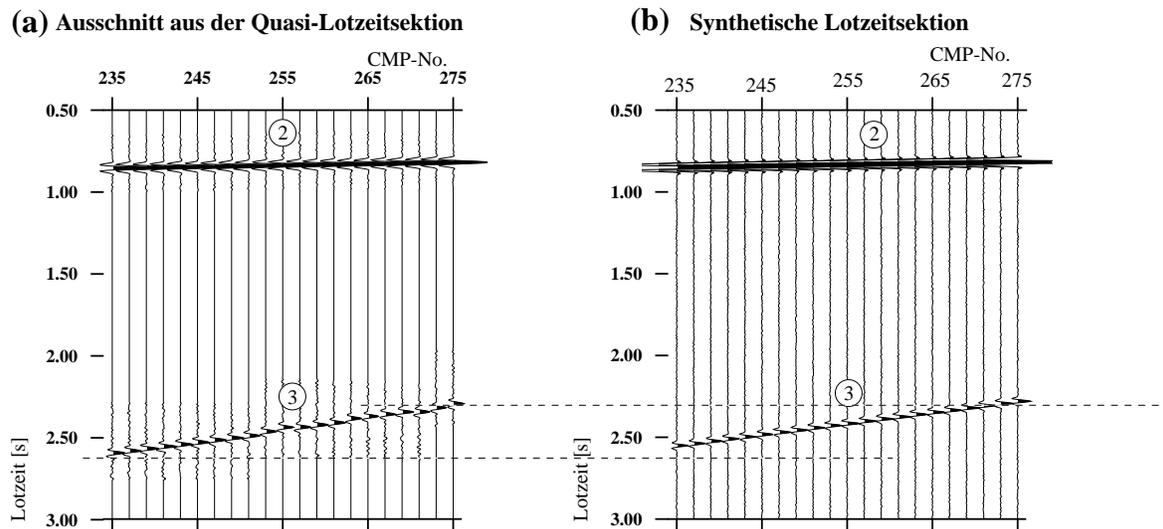


Abbildung 5.14: Vergleich der Quasi-Lotzeitsektion aus der CMP-Refraktionsseismik (a) mit einer synthetisch berechneten Reflexionsmessung mit Offset = 0 (synthetische Lotzeitsektion) (b) anhand eines Ausschnitts. Der Vergleich zeigt: Die Quasi-Lotzeitsektion simuliert recht gut eine Lotzeitmessung.

genden des geneigten Refraktors nicht mehr die Lage der Signale; die DMO-Bearbeitung kann deshalb in diesem Stadium der Bearbeitung nicht zu einer weiteren Verbesserung der Ergebnisse beitragen.

5.5.3 Zeitmigration und Tiefenkonversion

Die Wandlung der Quasi-Lotzeitsektion aus Abb. 5.13 soll durch eine Zeitmigration und anschließende Tiefenkonversion (s. Abschn. 3.2.2.7) in ein endgültiges lagegerechtes Abbild der refraktierenden Strukturen gewandelt werden. Die Zeitmigration transformiert die Quasi-Lotzeitsignale vom CRP zur Profilkordinate des Refraktionspunkts. Die Zeitkordinate der zeitmigrierten Sektion wird durch die anschließende Tiefenkonversion in eine Tiefenkordinate gewandelt.

Sowohl für die Zeitmigration (s. Abb. 5.16-(a)) als auch für die Tiefenkonversion (s. Abb. 5.16-(b)) benötigt man gute Informationen über die Geschwindigkeiten. In den hier verwendeten DISCO-Modulen benötigt man für:

die Zeitmigration	ein Modell der Durchschnittsgeschwindigkeiten in Abhängigkeit von der Lotzeit t_0 und für
die Tiefenkonversion	ein Modell der Ortsgeschwindigkeiten v in Abhängigkeit von der vertikal nach unten gemessenen Tiefe z .

Die ΔtV -Inversion der Stapelgeschwindigkeiten nach DMO führt zu Ortsgeschwindigkeiten v in Abhängigkeit der lotrecht auf die Schichtgrenzen gemessenen Mächtigkeit z_l . Die $v(z_l)$ -Funktionen lassen sich leicht in Durchschnittsgeschwindigkeitsfunktionen umrechnen und zu einem 2-dimensionalen Modell für die Zeitmigration zusammensetzen. Die Wandlung der $v(z_l)$ -Funktionen in ein Modell $v(x, z)$ für die Tiefenkonversion bedürfte eines 2-dimensionalen Prozesses. Erste Versuche haben gezeigt, daß die Entwicklung dieses Prozesses viel Sorgfalt benötigt. In dieser Bearbeitung kann man aufgrund der nicht extrem großen Steigungen von $< 16^\circ$ das Modell $v(x, z_l)$ statt des korrekten Modells $v(x, z)$ für die Tiefenkonversion verwenden. Die geeigneten Geschwindigkeits-Isolinien sind für das $v(x, z)$ -Modell um ca. 3%-8% zu niedrig. Für ein stabiles Ergebnis der Tiefenkonversion hat sich eine vertikale Glättung der Geschwindigkeiten als nützlich erwiesen.

Die Abb. 5.15-(a) zeigt das Modell der Ortsgeschwindigkeiten aus der ΔtV -Inversion nach horizontaler Glättung (Medianwert). Die Parameter der horizontalen Glättung wurden bereits in Abschn. 5.4 näher beschrieben. Das Modell der Abb. 5.15-(a) wird in diskrete Durchschnittsgeschwindigkeitsfunktionen umgerechnet und zur Zeitmigration verwendet. Für die sensible Tiefenkonversion ist es hilfreich, die Geschwindigkeiten noch zusätzlich in vertikaler Richtung zu glätten. Verwendet wurde dazu der arithmetische Mittelwert bei einer Fensterlänge = 300 m für $z_l > 1000$ m und Fensterlänge = 60 m für $z_l < 1000$ m. Das Ergebnis zeigt die Abb. 5.15-(b).

Die Abb. 5.16-(a) zeigt das Ergebnis der Zeitmigration der Quasi-Lotzeitsektion aus Abb. 5.13. Aus Darstellungsgründen wurden vor der Abbildung die teils wesentlich größeren Amplituden der Struktur (2) gegenüber denen der Struktur (3) herunterskaliert. Durch die Zeitmigration hat sich vor allem die Lage der Struktur (3) geändert. Sie ist durch die Migration zu größeren CMP-No. und kleineren Zeiten verschoben worden. Der geradlinige

Charakter beider Strukturen bleibt dabei weitgehend erhalten. Durch die Zeitmigration sind allerdings prozeßinduzierte Störsignale hinzugekommen.

Die Abb. 5.16-(b) zeigt das Ergebnis der Tiefenkonversion der Abb. 5.16-(a). Die Strukturen bekommen durch die Tiefenkonversion ein rauheres Aussehen. Dafür sind die trotz horizontaler Mediangelättung und vertikaler arithmetischer Mittelwertbildung weiter vorhandenen kleinräumigen Geschwindigkeitsvariationen des verwendeten Geschwindigkeitsmodells (s. Abb. 5.15-(b)) verantwortlich. Eine Tiefenkonversion mit dem Modell aus Abb. 5.15-(a) ergibt ein noch rauheres Abbild der Strukturen. Durch die Tiefeninversion ändert sich auch der Frequenzgehalt. Besonders die Einsatzgruppe (3) wird etwas tieffrequenter.

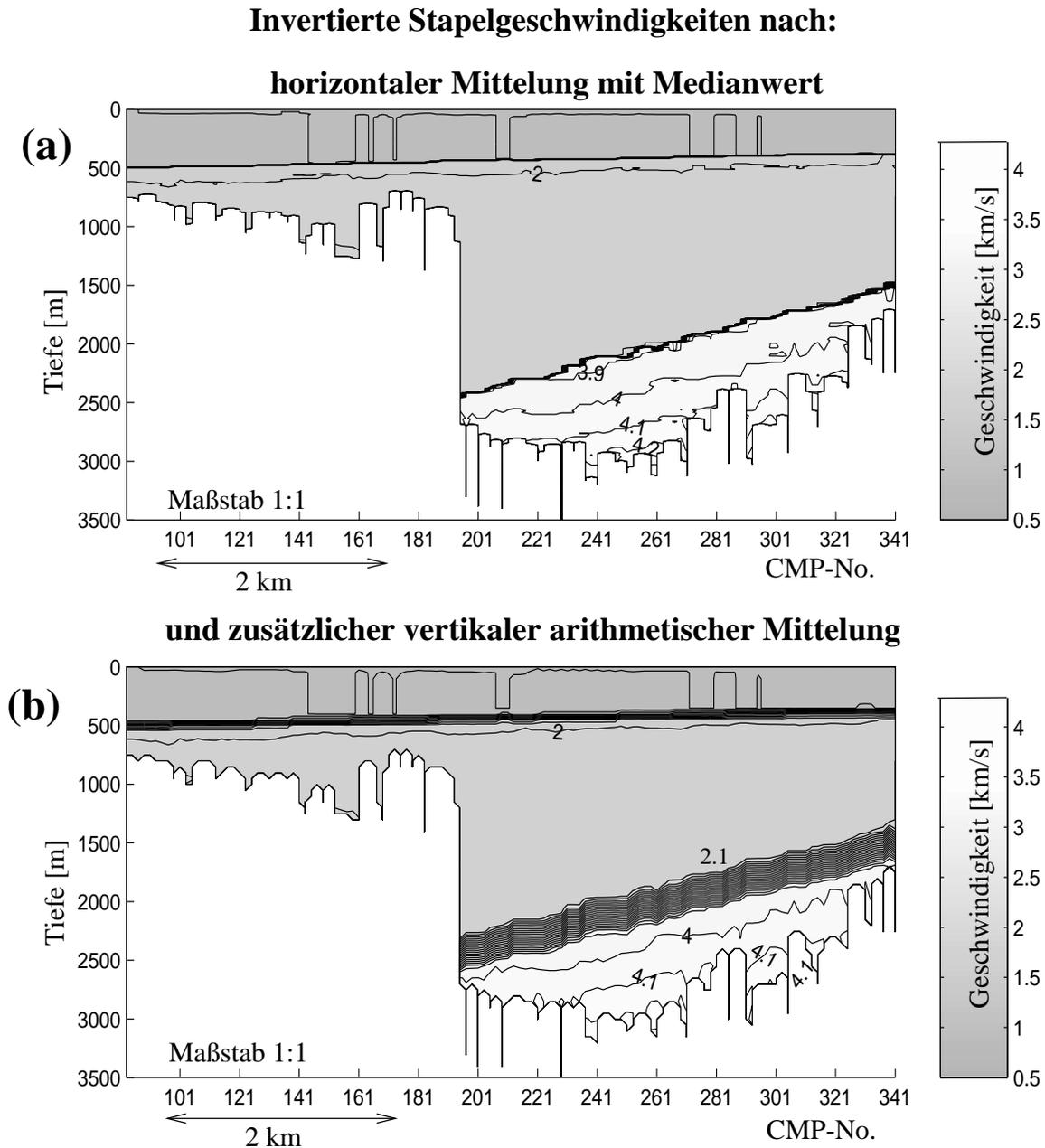


Abbildung 5.15: Geschwindigkeitsmodelle (a) nach horizontaler Mittelung mit Medianwert und Fensterbreite = 100 m und (b) nach zusätzlicher vertikaler arithmetischer Mittelung (Fensterlänge bis 1000 m = 60 m Fensterlänge ab 1000 m = 300 m). Das Modell in (a) wird in Durchschnittsgeschwindigkeiten in Abhängigkeit von der Lotzeit umgerechnet und zur Zeitmigration verwendet. Mit dem Modell (b) wird die Zeitkoordinate nach der Zeitmigration in Tiefen umgerechnet (Tiefenkonversion).

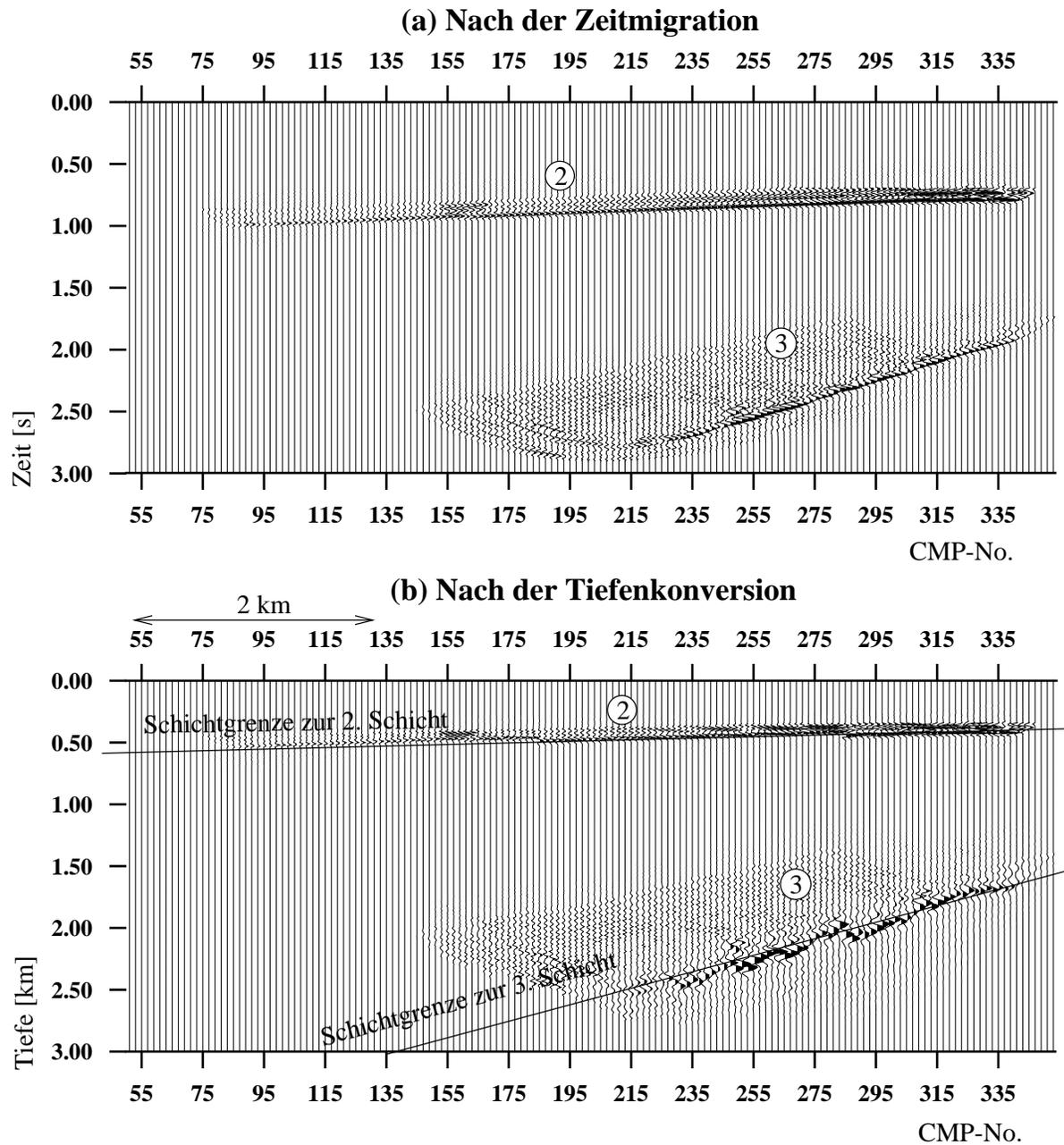


Abbildung 5.16: Zeitmigration der Quasi-Lotzeitsektion (a) und anschließende Tiefenkonversion (b). Das Abbild der Tiefenkonversion erscheint etwas unruhiger als das Abbild der Zeitmigration, weil sich hier die leichten Schwankungen des Geschwindigkeitsmodells aus Abb. 5.15-(b) stärker bemerkbar machen. Die durchgezogenen Linien sind die Schichtgrenzen des Ausgangsmodells (Abb. 5.1).

5.6 Zusammenfassung des Kapitels

Die DMO hat sich bei der vorliegenden Bearbeitung als ein relativ robustes Verfahren erwiesen. Sowohl die kleinen Geschwindigkeitsgradienten als auch das aufaddierte Rauschen führen zu keinen erkennbaren Funktionsstörungen des DMO-Moduls. Das Rauschen beeinflusst allerdings die Genauigkeit der Geschwindigkeitsbestimmung. Weil zur Wandlung des Wellenfeldes in ein lagegerechtes Strukturmodell mehrfach die Ergebnisse der Geschwindigkeitsbestimmung benötigt werden, wirken sich Ungenauigkeiten im Geschwindigkeitsmodell auch auf die Qualität der abgebildeten Strukturen aus.

Bei der iterativen Bestimmung neigungsfreier CRP-Scheingeschwindigkeiten war eine weitere Verbesserung schon nach der 1-ten Iteration, der DMO-Korrektur mit den neigungsabhängigen CMP-Scheingeschwindigkeiten, nicht mehr zu beobachten. Wie an numerischen Beispielen in Kapitel 4 vorausgesagt, konvergiert die Iteration sehr schnell bei den neigungsfreien CRP-Scheingeschwindigkeiten.

Parallel zur Bearbeitung mit DMO wurde der Datensatz für Vergleichszwecke auch nach dem konventionellen Processing der CMP-Refraktionsseismik n. Winkelmann (1996) bearbeitet. Der Vergleich der Geschwindigkeitsmodelle ergibt trotz der beeinträchtigten Genauigkeit bei der Geschwindigkeitsbestimmung und trotz der nur mittelgroßen Schichtneigungen von $|\alpha| \approx 15^\circ$ eine klar erkennbare Verbesserung durch die DMO-Korrektur bei der Geschwindigkeitsbestimmung, wie der Vergleich der berechneten Modelle mit den Isogeschwindigkeitslinien des Ausgangsmodells in Abb. 5.9-(a) und -(b) zeigt. Die Geschwindigkeiten mit und ohne DMO-Bearbeitung unterscheiden sich für die Refraktionen aus der 3-ten Schicht in gleicher Tiefe um etwas mehr als 100 m/s. Bei einer Schichtneigung von -15° entspricht das recht gut dem zu erwartenden theoretischen Wert für ein Modell mit konstanten Schichtgeschwindigkeiten:

$$\frac{v_3}{\cos(-15^\circ)} - v_3 = 4038\text{m/s} - 3900\text{m/s} = 138\text{m/s}.$$

Das glatte, geradlinige Abbild der Strukturen in der Quasi-Lotzeitsektion (s. Abb. 5.13) und in der zeitmigrierten Sektion (s. Abb. 5.16-(a)) wird durch die Tiefenkonversion (s. Abb. 5.16-(b)) etwas rauher. Die Strukturen nach der Tiefenkonversion sind mit wenigen 10-er Metern Abweichung ein Abbild der Schichtgrenzen in Abb. 5.1. Die Bearbeitung der CMP-Refraktionsseismik mit DMO ergibt für die Qualität des Strukturabbildes keine Verbesserungen gegenüber der Bearbeitung ohne DMO. Die DMO-Methode hat sich in der vorliegenden Bearbeitung also vor allem vorteilhaft auf die Bestimmung eines Geschwindigkeitsmodells ausgewirkt.

Kapitel 6

Ausblick

6.1 Anwendbarkeit der Refraktions-DMO

Die in dieser Arbeit entwickelte Refraktions-DMO soll die CMP-Refraktionsseismik auch bei beliebig geneigten Refraktoren zu einem exakten Verfahren machen. Die Grundgleichungen der DMO basieren auf einem 2-Schichtenmodell mit homogenen Bedingungen im Hangenden des Refraktors mit einer planaren, beliebig geneigten Schichtgrenze. Trotz des einfachen Ausgangsmodells haben die Ergebnisse in Kapitel 5 gezeigt, daß sich die DMO-Korrektur auch für die Bearbeitung komplizierterer Modelle eignet, beispielsweise bei vertikaler Variation der Geschwindigkeiten. Für die Anwendung der DMO auf reale Datensätze ist es wichtig, den ebenfalls vorkommenden Fall bei Änderung der Schichtneigung hinsichtlich einer DMO-Bearbeitung zu diskutieren. Für die Refraktoren unterhalb stark geneigter Schichten ist das Hangende nicht mehr horizontal homogen. Auch für diesen Fall ist es interessant, die Wirkungsweise der DMO-Korrektur zu diskutieren. Das dritte im folgenden zu diskutierende Problem ist weniger ein Problem der DMO als vielmehr ein technisches Problem der Geschwindigkeitsbestimmung. Refraktoren hinter den Ersteinsätzen können aufgrund des schlechteren Nutz/Rausch-Verhältnisses nur schwer zur Geschwindigkeitsbestimmung genutzt werden.

(a) CMP-Refraktionsseismik bei nicht planaren Schichtgrenzen

Der Einfachheit halber betrachtet man in dem Beispiel die Schichtgeschwindigkeiten im Hangenden als konstant und beschränkt sich allein auf die Wirkung der Änderung der Schichtneigung auf die Steigung der CMP- ($\frac{dt^{cmp}}{d\Delta}$) bzw. COF-Laufzeitkurve ($\frac{dt^{cmp}}{dx_{cmp}}$).

Betrachtet wird der Fall einer geknickten Schichtgrenze, wie in Abb. 6.1, und nur Strahlen, die bei einer Schichtneigung β auf die Schichtgrenze treffen, dann entlang der

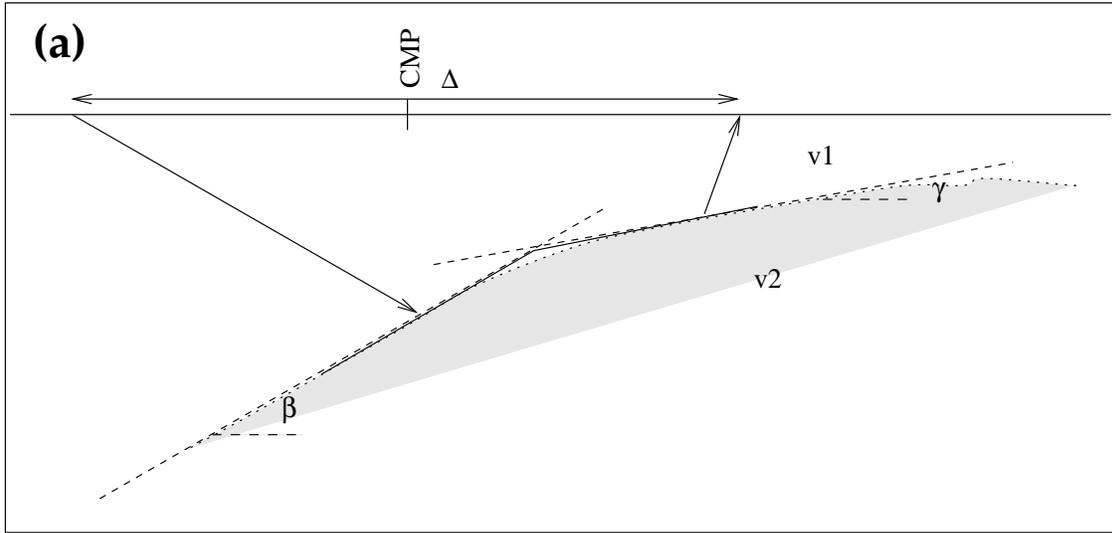


Abbildung 6.1: Fall einer geknickten Schichtgrenze. Die CMP-Refraktionsseismik mit DMO ist nur für planare Schichtgrenzen korrekt. Ein Knick wirkt sich deutlich auf die Steigung der CMP- und der COF-Laufzeitkurve aus. Für die Diskussion wird vereinfachend ein Strahlenverlauf entlang der Schichtgrenze angenommen. In Wirklichkeit läuft der Strahl durch die Schichtgrenze (hier nicht dargestellt).

Schichtgrenze laufen¹ und die Schicht bei einer Schichtneigung von γ wieder verlassen. Aus einfachen geometrischen Überlegungen leitet man für die in dieser Weise gelaufenen Strahlen die folgenden Gleichungen für die Steigung der Laufzeitfunktion $t^{cmp}(x_{cmp}, \Delta)$ her: Für die Steigung der CMP-Laufzeitkurve gilt:

$$\begin{aligned} \frac{dt^{cmp}(x_{cmp}, \Delta)}{d\Delta} \Big|_{x_{cmp}=konst.} &= \frac{1}{V^{cmp}} \\ &= \frac{1}{2 \cos(i_c)} \left\{ \frac{1}{v_1} [\sin(\beta) - \sin(\gamma)] + \frac{1}{v_2} [\cos(i_c - \gamma) + \cos(i_c + \beta)] \right\} \end{aligned} \quad (6.1)$$

und für die Steigung der COF-Laufzeitkurve gilt:

$$\begin{aligned} \frac{dt^{cmp}(x_{cmp}, \Delta)}{dx_{cmp}} \Big|_{\Delta=konst.} &= m_{cof} \\ &= \frac{1}{\cos(i_c)} \left\{ \frac{1}{v_1} [\sin(\beta) + \sin(\gamma)] - \frac{1}{v_2} [\cos(i_c - \gamma) - \cos(i_c + \beta)] \right\}. \end{aligned} \quad (6.2)$$

Die Laufzeitkurve $t^{cmp}(x_{cmp}, \Delta)$ ist, solange sich β und γ nicht ändern, ein Ebenenstück. Die Abb. 6.2 zeigt die nach Gl. 6.1 und Gl. 6.2 berechnete CMP-Scheingeschwindigkeit

¹Der Strahl läuft in Wirklichkeit nicht entlang der Schichtgrenze, sondern quer durch den Refraktor (auch wenn die Geschwindigkeit des Refraktors konstant ist). Die hier gemachte Annahme vereinfacht die folgenden Gleichungen erheblich und wird auch von anderen Autoren (erfolgreich) verwendet, s. z.B. Seisa (1991).

V^{cmp} (Kehrwert der Steigung der CMP-Laufzeitkurve) und die Steigung der COF-Laufzeitkurve m_{cof} für verschiedene Winkel γ und bei konstantem Winkel β (durchgezogene Linie). Ebenfalls sind V^{cmp} und m_{cof} für den Fall einer planaren Schichtgrenze ($\beta = \gamma$) für verschiedene Winkel dargestellt (gestrichelte Linie). Das Beispiel zeigt, daß eine Änderung der Schichtneigung einen großen Effekt auf die Größe der CMP-Scheingeschwindigkeiten hat. Bei einem Abwärtsknick ($\beta > \gamma$) beobachtet man eher zu kleine und bei einem Aufwärtsknick ($\beta < \gamma$) zu große V^{cmp} .

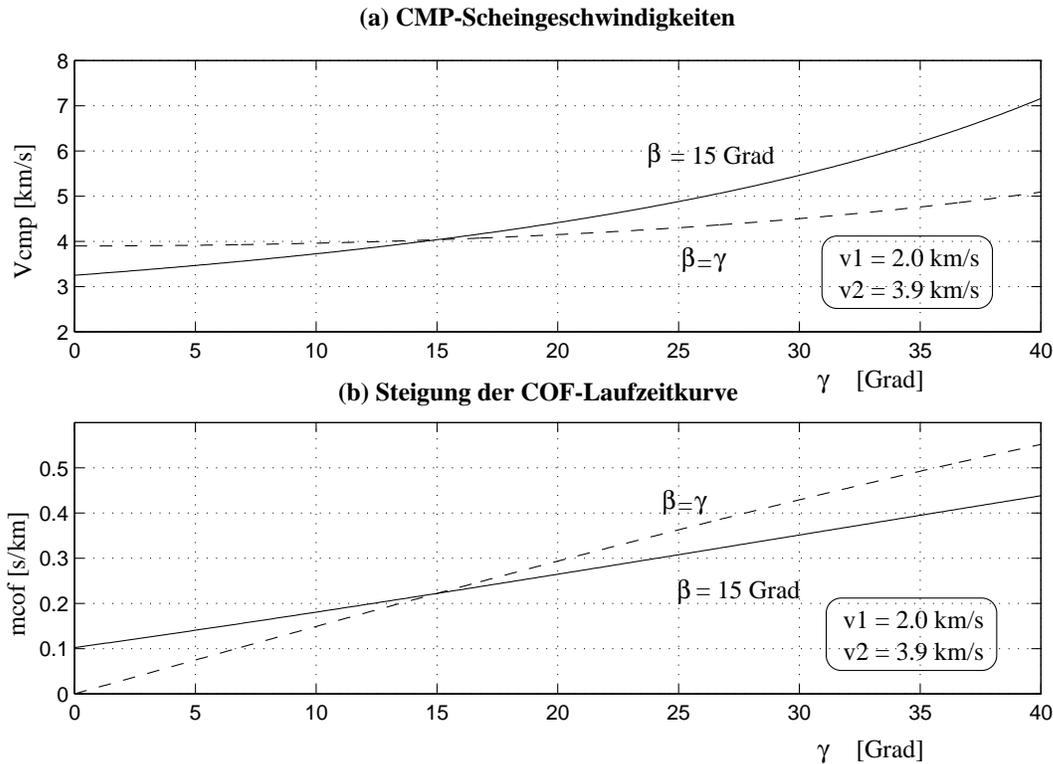


Abbildung 6.2: Theoretisch nach Gl. 6.1 und Gl. 6.2 berechnete CMP-Scheingeschwindigkeit (a) und Steigung der COF-Laufzeitkurve (b) bei einer geknickten (durchgezogene Linie) und einer planaren (gestrichelte Linie) Schichtgrenze. Die Bezeichnung der Winkel entspricht den Symbolen in Abb. 6.1.

Die vermutliche Wirkungsweise der DMO-Korrektur bei der iterativen Bestimmung der neigungs-freien CRP-Scheingeschwindigkeiten V^{crp} kann man nach Gl. 4.30 berechnen. Auch im Fall eines Knicks ist die Laufzeitkurve in x_{cmp} - und Δ -Richtung geradlinig. In der Berechnung von f in Gl. 4.28 muß man für m_{cof} den nach Gl. 6.2 und für V^{cmp} den nach Gl. 6.1 berechneten Wert in Gl. 4.30 einsetzen. Die Iteration beginnt mit $v_{ref} = V^{cmp}$ nach Gl. 6.1 und $v_{han} = v_1$. Die nach Gl. 4.30 berechneten CRP-Scheingeschwindigkeiten werden in der nächsten Iteration für v_{ref} verwendet. Nach nur 2 bis 4 Schritten hat sich die Schrittweite auf $< 10m/s$ reduziert. Die Abb. 6.3 zeigt die Konvergenzwerte für verschiedene Winkel γ und konstanten Winkel $\beta = 15^\circ$.

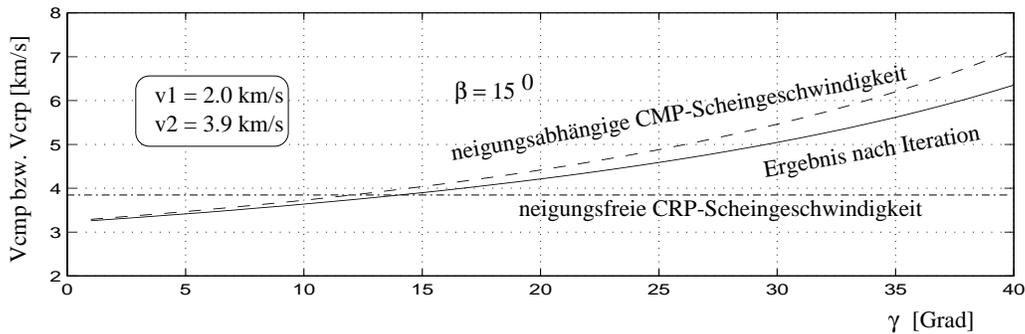


Abbildung 6.3: Vergleich der CMP-Scheingeschwindigkeiten (gestrichelte Linie) mit dem theoretisch nach Gl. 4.28 iterativ berechneten Ergebnis der Geschwindigkeitsbestimmung der CRP-Scheingeschwindigkeiten mit DMO (durchgezogene Linie) für eine Schichtgrenze mit Knick (Bezeichnung der Winkel wie in Abb. 6.1). Die Schrittweite des Iterationsprozesses ist bereits nach 2 bis 4 Iterationen $< 10\text{m/s}$.

Man interpretiert das Ergebnis wie folgt:

- Bei einem Abwärtsknick ($\beta > \gamma$) konvergiert die iterative Geschwindigkeitsbestimmung mit DMO bei einem Wert, der kleiner ist als die neigungsfreien CRP-Scheingeschwindigkeiten.
- Bei einem Aufwärtsknick ($\beta < \gamma$) konvergiert die iterative Geschwindigkeitsbestimmung mit DMO bei einem Wert der größer ist als die neigungsfreien CRP-Scheingeschwindigkeiten, der aber immer noch kleiner ist als die neigungsabhängigen CMP-Scheingeschwindigkeiten, die man ohne DMO ermitteln würde.

Wenn man das Ergebnis, wie verschiedene Berechnungen vermuten lassen, verallgemeinern kann, dann läßt sich auch bei geknickten Schichtgrenzen die DMO sinnvoll einsetzen. Ein Abwärtsknick ist i.d.R. mit einer Erniedrigung der CRP-Scheingeschwindigkeiten mit wachsenden Offsets verbunden (s. in Kapitel 5 die Diskussion zu der Refraktierten ($3'$)). Bei der XTV-Inversion der CRP-Scheingeschwindigkeiten würden die zu kleinen CRP- bzw. CMP-Scheingeschwindigkeiten eines Abwärtsknicks nicht berücksichtigt, weil sie den Auswahlkriterien der n. Abschn. 3.2.2.4 eingesetzten Version nicht standhielten. Für die zu großen CRP-Scheingeschwindigkeiten des Aufwärtsknicks bekäme man mit DMO immerhin bessere, wenn auch immer noch zu hohe, Geschwindigkeitswerte.

Auch wenn man mit DMO keinen zusätzlichen Schaden anrichtet, wäre es doch wünschenswert, die Geschwindigkeiten auch im Fall einer geknickten Schichtgrenze korrekt zu bestimmen. Ein mögliches Konzept wäre eine verallgemeinerte DMO-Korrektur. Für eine Erweiterung der DMO-Korrektur müßte man entsprechend dem Refraktionspunkt aus Abb. 3.6 einen Bezugspunkt auf der Schichtgrenze definieren. Der Oberflächenpunkt des im verallgemeinerten Refraktionspunkt reflektierten Lotstrahls wäre der modifizierte

CRP. Durch die Trennung der Korrektur auf den CRP und die CRP-Interceptzeit durch eine LMO mit neigungsfreien CRP-Scheingeschwindigkeiten und einer verallgemeinerten DMO-Korrektur ließen sich, analog zu der hier vorgestellten Version der Refraktions-DMO, neigungsfreie CRP-Scheingeschwindigkeiten bestimmen.

(b) CMP-Refraktionsseismik bei horizontal inhomogenen Bedingungen im Hangenden

Die DMO kommt, wie im Beispiel des Kapitels 5 zu sehen, auch mit kleinen Neigungen der Schichtgrenzen im Hangenden zurecht. Mit zunehmender Schichtneigung im Hangenden eines Refraktors werden die Näherungslösungen der CMP-Refraktionsseismik für horizontal homogene Bedingungen im Hangenden zunehmend schlechter. Das gilt für die CMP-Refraktionsseismik ohne DMO und für die mit DMO. Die Abb. 6.4 zeigt das Beispiel eines Strahlenverlaufs der Refraktierten im Fall einer geneigten Schichtgrenze im Hangenden.

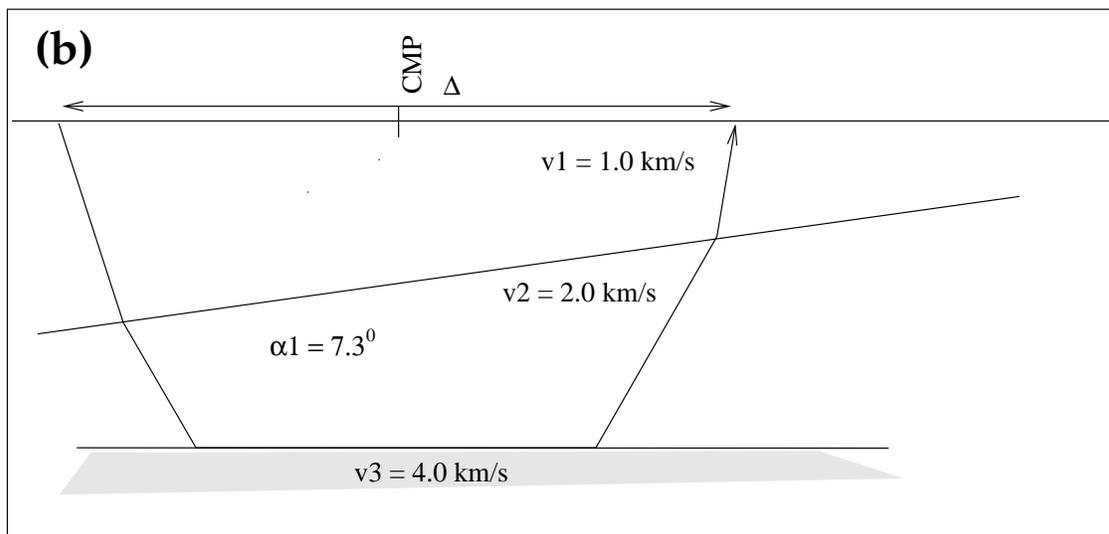


Abbildung 6.4: Strahlenverlauf bei einer geneigten Schichtgrenze im Hangenden. Die CMP-Refraktionsseismik mit DMO ist nur für horizontal homogene Bedingungen im Hangenden korrekt. Eine Neigung der Schichtgrenze im Hangenden wirkt sich in diesem Fall in einer erniedrigten CMP-Scheingeschwindigkeit aus.

In einem Beispiel wurden Laufzeiten für ein Modell nach Tab. 6.1 mit einem Raytracingprogramm nach Cerveny et al. (1977) berechnet.

Man erhält für die CMP-Scheingeschwindigkeit der 3. Schicht $V_3^{cmp} = 3.817 \text{ km/s}$. Mit den Werten für m_{cof} und V^{cmp} berechnet man mit $v_{ref} = V_3^{cmp}$ und $v_{han} = 2.0 \text{ km/s}$ unter iterativer Anwendung der Gl. 4.30 die CRP-Scheingeschwindigkeit $V_3^{crp} = 3.750 \text{ km/s}$. Sowohl V_3^{cmp} als auch V_3^{crp} sind kleiner als die in der Schicht vorkommenden Geschwindigkeiten. Leider ist V_3^{crp} aber nochmals kleiner als V_3^{cmp} , die Scheingeschwindigkeiten ohne

α_1	7.3^0
α_2	0^0
v_1 obere Schichtgrenze	1.0 km/s
v_1 untere Schichtgrenze	1.01 km/s
v_2 obere Schichtgrenze	2.0 km/s
v_2 untere Schichtgrenze	2.2 km/s
v_3 obere Schichtgrenze	3.9 km/s
v_3 untere Schichtgrenze	4.9 km/s

Tabelle 6.1: Modell einer geneigten Schichtgrenze im Hangenden einer nicht geneigten Schichtgrenze. Die Bezeichnungen beziehen sich auf die Symbole in der Abb. 6.4.

DMO. Die DMO-Korrektur ließe sich in einem solchen Fall nicht wie im Fall horizontal homogener Bedingungen im Hangenden einsetzen. Denkbar wäre ein Strippingprozeß, bei dem die Schichtgrenzen schrittweise in die Tiefe abgearbeitet werden. Mit den Informationen der Hangenden Schichten ließe sich jeweils die Situation eines horizontal homogenen Handenden simulieren, das zum korrekten Einsatz der DMO-Korrektur berechtigen würde.

(c) CMP-Refraktionsseismik hinter den Ersteinsätzen Die Bestimmung der Scheingeschwindigkeiten von Refraktions-Laufzeitkurven hinter den Ersteinsätzen ist mit den hier verwendeten Algorithmen aufgrund des schlechteren Nutz/Rausch-Verhältnisses schwer durchzuführen.

Die DMO wirkt auf das gesamte Wellenfeld der COF-Familien korrekt, weil es keine explizite Korrelation der Refraktionssignale benötigt, sondern einfach auf das Spektrum des Wellenfelds der COF-Familien wirkt. Für die DMO-Korrekturparameter benötigt man allerdings Geschwindigkeitsinformationen. Für eine exakte DMO-Korrektur braucht man neigungsfreie CRP-Scheingeschwindigkeiten, und als Startwerte zur iterativen Bestimmung der neigungsfreien CRP-Scheingeschwindigkeiten benötigt man neigungsabhängige CMP-Scheingeschwindigkeiten.

Schichten, die innerhalb der Auslagenlänge der seismischen Aufnehmer nicht als Ersteinsatz beobachtet werden, können bei fehlenden Geschwindigkeitsinformationen nicht korrekt DMO-bearbeitet werden. Eine sichere Bestimmung der Scheingeschwindigkeiten hinter den Ersteinsätzen würde den Anwendungsbereich der Refraktions-DMO entscheidend erweitern.

Die drei Beispiele (a) bis (c) zeigen Grenzen, aber auch Entwicklungsmöglichkeiten des DMO-Verfahrens. Eine Weiterentwicklung der Refraktions-DMO für geknickte Schichtgrenzen, wie in (a) angedeutet, scheint ein möglicher Ansatz zu Verbesserungen der CMP-Refraktionsseismik zu sein. Die Behandlung von horizontalen Geschwindigkeitsänderungen im Hangenden einer Schichtgrenze kann möglicherweise über einen Strippingprozeß

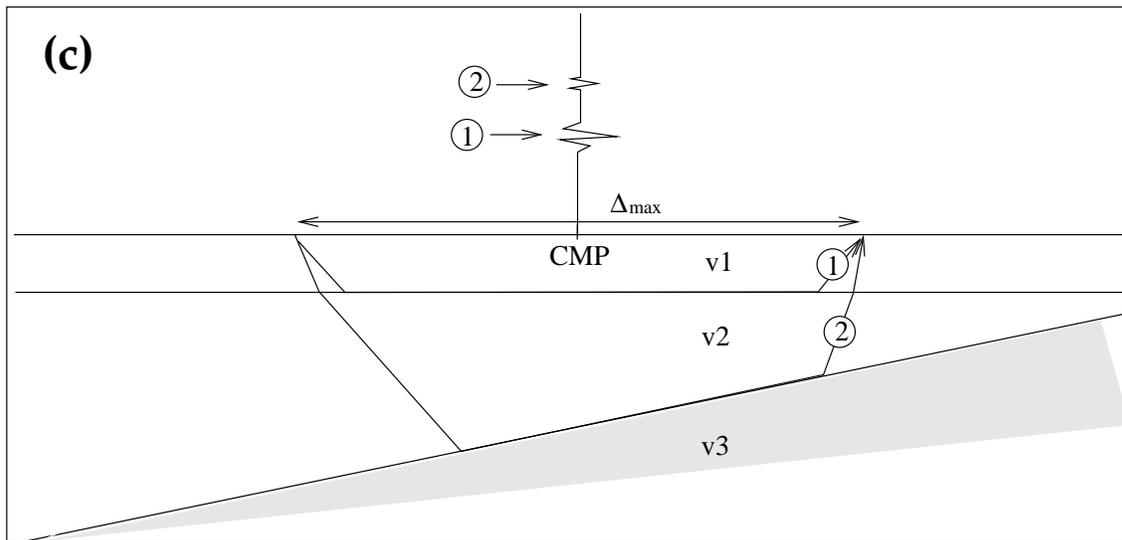


Abbildung 6.5: Refraktionseinsätze hinter den Ersteinsätzen können häufig aufgrund des schlechteren Nutz/Rausch-Verhältnisses nicht ausgewertet werden, und die Geschwindigkeitsinformationen der Laufzeitkurven bleiben ungenutzt. Für die DMO-Korrektur benötigt man allerdings Geschwindigkeitsinformationen für die Korrekturparameter.

wieder auf die Situation horizontal homogener Bedingungen im Hangenden reduziert werden.

6.2 Methodische Verbesserungen

Hilfreich wäre die Entwicklung einer Integral-DMO (s. Abschn. 4.2.1.1), weil sich mit einem solchen Algorithmus unregelmäßige Meßgeometrien, aber auch horizontal variierende Schichtgeschwindigkeiten besser berücksichtigen ließen. Die theoretische Herausforderung einer Integral-DMO liegt vor allem in der Bestimmung geeigneter Phasen- und Gewichtungsfunktionen der Impulsantwort. Diese Funktionen müssen so bestimmt werden, daß die Wellenform bei der DMO-Korrektur möglichst erhalten bleibt. Die Funktionen können entweder empirisch bestimmt oder aus dem DMO-Operator (Gl. 4.64) berechnet werden. Für die Implementierung der Integral-DMO bietet sich das Konzept der Peilstrahl-Migration von Tillmanns und Gebrande (1999) an. Dafür müßte die durch Korrelationsrechnungen explizit bestimmte Steigung m_{cof} für ein gerichtetes Abbilden genutzt werden. Eine solche Peilstrahl-DMO würde weniger zusätzliches Rauschen produzieren als eine Integral-DMO, die ihre Energie auf der gesamten Impulsantwort verteilt.

Kapitel 7

Zusammenfassung

Die herkömmlichen Wellenfeldbearbeitungen der CMP-Refraktionsseismik basieren auf Näherungslösungen für kleine Schichtneigungen. Dieser Ansatz hat sich für Schichtneigungswinkel bis zu ca. 10^0 bewährt. Mit größer werdendem Neigungswinkel verschlechtern sich die Ergebnisse der CMP-Refraktionsseismik aber zunehmend. Große Neigungswinkel machen sich in zu hoch bestimmten Wellenausbreitungsgeschwindigkeiten und einer schlechteren Fokussierung auf gemeinsame Untergrundabschnitte durch die CMP-Sortierung bemerkbar.

Die Probleme falsch bestimmter Wellenausbreitungsgeschwindigkeiten und die schlechtere Fokussierung auf gemeinsame Untergrundpunkte, sind auch aus den Anfängen der CMP-Reflexionsseismik bekannt. Es gelang zuerst Judson, Shultz und Sherwood (1978) mit der Einführung eines zusätzlichen Korrekturschritts das CMP-Konzept so zu erweitern, daß auch das reflektierte Wellenfeld von geneigten Schichtgrenzen korrekt bearbeitet werden konnte. Ihr Verfahren, das sie DEVILISH nannten, wurde durch eine Vielzahl von Autoren weiter verbessert und ist heute unter dem Namen DMO weitläufig in der Seismik bekannt. Die DMO hat sich zum Standardschritt in der modernen seismischen Datenverarbeitung etabliert.

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich erstmals mit der Möglichkeit einer DMO-Korrektur für die CMP-Refraktionsseismik. Zu diesem Zweck mußte zunächst das DMO-Konzept aus der Reflexionsseismik in die Refraktionsseismik übertragen und in mathematischen Grundgleichungen quantifiziert werden. Für eine Erprobung der Refraktions-DMO an seismischen Daten mußte man aus den Grundgleichungen einen geeigneten Algorithmus konstruieren.

Die Übertragung des DMO-Konzepts aus der Reflexionsseismik in die Refraktionsseismik erfolgte in Kapitel 3. In Kapitel 4 wurden die zugehörigen Grundgleichungen mit Hilfe des Hales-Kreises nach Hales (1958) hergeleitet. Es zeigt sich, daß die gewonnenen Grundgleichungen nicht mehr von der Zeit- bzw. der Ortskoordinate abhängen. Weil auch die LMO-Korrektur unabhängig von der Zeit ist, sind LMO und Refraktions-DMO,

im Gegensatz zu NMO und Reflexions-DMO, im Processing kommutativ. Die Kommutativität vereinfacht das ursprünglich in Analogie zur Reflexionsseismik entwickelte Processing. Die Stapelung kann nach DMO (ohne vorherige LMO) mit den neigungsfreien Stapelgeschwindigkeiten entlang schräger Geraden erfolgen. Für die iterative Geschwindigkeitsbestimmung benötigt man statt LMO-, DMO- und inverser LMO-Korrektur nur eine einfache DMO-Korrektur. Diese Erkenntnis führt zu dem in Kapitel 3 beschriebenen Processingvorschlag.

Aus den Grundgleichungen konnte in Kapitel 4 ein DMO-Algorithmus entwickelt werden. Dieser Algorithmus wirkt auf die fouriertransformierten COF-Wellenfelder. Der Weg über den Frequenz-Wellenzahl-Bereich hat sich auch schon bei der Reflexions-DMO bewährt (s. z.B. Hale, 1984; Jakubowicz, 1990). Ein offensichtlicher Vorteil beim Wechsel des Koordinatensystems ist, daß die recht komplizierte und numerisch aufwendige Operation der Faltung zu einer einfachen Multiplikation des Spektrums mit einem Operator wird. Im DMO-Verfahren von Hale (1984) macht sich der Autor einen heuristischen Ansatz zunutze. Es zeigt sich in dieser Arbeit, daß dieser heuristische Ansatz von Hale (1984) auch für die Refraktions-DMO funktioniert. Der gewonnene DMO-Operator (Gl. 4.64) für die Spektren der COF-Familien wurde auf dem Rechner implementiert. Bei der Implementierung der Refraktions-DMO für diskrete Wellenfelder müssen die Eigenarten der Diskreten Fouriertransformation beachtet werden. Zur Vermeidung des wrap-around-Effekts wurde deshalb eine Option zum Anfügen von Nullspuren vorgeschlagen. Die bei Migrationsalgorithmen immer auftretenden, störenden Ausschmierungen an den Enden der Laufzeitkurven, konnten durch eine Option zur Beschränkung der Öffnungsweite teils unterdrückt werden.

Die Grundgleichungen lassen sich auch für eine theoretische Vorhersage über die Wirkungsweise des Prozesses bei der iterativen Geschwindigkeitsbestimmung nutzen. Durch die verschiedenen numerischen Versuche prognostiziert man ein schnelles Konvergieren bei den neigungsfreien CRP-Scheingeschwindigkeiten. Diese theoretische Prognose wurde mit Versuchen an synthetischen Datensätzen unter Verwendung des DMO-Algorithmus für den Frequenz-Wellenzahl-Bereich in Kapitel 5 bestätigt.

Die Grundgleichungen der Refraktions-DMO wurden, wie übrigens auch die Gleichungen für die Reflexions-DMO, auf der Basis des sehr einfachen 2-Schichtenmodells mit konstanten Wellenausbreitungsgeschwindigkeiten hergeleitet. Im Fall mehrerer Schichten im Hangenden einer Schichtgrenze führt der Einsatz Reflexions-DMO i.d.R. trotzdem zu einer Verbesserung. Das Processing der CMP-Reflexionsseismik ist dann allerdings nicht mehr exakt richtig. Für die Refraktions-DMO konnte mit Hilfe der Grundgleichungen gezeigt werden, daß das Verfahren bei geeignet gewählten Korrekturparametern v_{han} und v_{ref} sehr gut funktioniert. Mit den neigungsfreien CRP-Scheingeschwindigkeiten des direkt angrenzenden Hangenden für v_{han} kann man wie im 2-Schichtenfall, die neigungsfreien CRP-Scheingeschwindigkeiten des Refraktors exakt bestimmen.

Die theoretisch, auf der Basis der Grundgleichungen getroffenen Aussagen, konnten an einem synthetischen Datensatz erprobt werden. Die simulierten Seismogramme wur-

den mit Hilfe eines Cerveny-Raytracing-Programms auf der Basis eines Mehrschichtenfalls mit Geschwindigkeitsgradienten berechnet. Anschließend wurde der Datensatz nach dem Konzept aus Kapitel 3 mit DMO bearbeitet. Das verwendete Modell wich dabei bewußt von dem zur Herleitung der DMO verwendeten Modell ab, um bei der Bearbeitung auch die Grenzen des DMO-Verfahrens auszuloten. Sowohl die Geschwindigkeitsgradienten, wie auch die kleinen Neigungen im Hangenden, wurden in der Theorie der Refraktions-DMO nicht berücksichtigt. Die Bearbeitung des synthetischen Datensatzes demonstrierte die stabile Funktionsweise der f-k-DMO. Auch die großen Amplituden anderer Wellentypen (Reflektierte und Direkte Welle) bzw. das aufaddierte Rauschen konnten die Funktionsweise nicht beeinträchtigen. Es zeigte sich, daß man die Geschwindigkeiten nicht durch eine langwierige Iteration verbessern mußte. Schon nach einer DMO-Korrektur mit den zu großen neigungsabhängigen CMP-Scheingeschwindigkeiten ließen sich die anschließend ermittelten CRP-Scheingeschwindigkeiten nicht weiter verbessern. Die Scheingeschwindigkeiten wurden mit einer ΔtV -Inversion in Geschwindigkeitstiefen-Funktionen gewandelt und zu einem 2-dimensionalen Geschwindigkeitsmodell kombiniert. Der Vergleich dieses Modells mit dem Ausgangsmodell und mit dem Modell einer CMP-Bearbeitung ohne DMO-Korrektur zeigte die Vorteile der Refraktions-DMO bei der Geschwindigkeitsbestimmung. Der zweite Ansatzpunkt bei der Konzeptionierung der Refraktions-DMO, die verbesserte Fokussierung auf gemeinsame Untergrundabschnitte, war weniger erfolgreich. Die DMO-Bearbeitung brachte keine Vorteile bei der Darstellung der refraktierenden Strukturen gegenüber der CMP-Bearbeitung ohne DMO. Theoretisch sollte allerdings zumindest die verbesserte Geschwindigkeitsbestimmung zu einer besseren Lotzeittransformation führen. Der Effekt war allerdings gering.

Die theoretisch erdachten Verbesserungen der Refraktions-DMO konnten an dem synthetischen Datensatz also größtenteils bestätigt werden. Allerdings basiert die Theorie der Refraktions-DMO, wie übrigens die Theorie der Reflexions-DMO auch, auf der Annahme zumindest lokal planarer Schichtgrenzen. Die Erweiterung der CMP-Refraktionsseismik auf gekrümmte Schichtgrenzen ist eine sehr spannende und anspruchsvolle Herausforderungen. Es ist zu erwarten, daß mit einer erweiterten CMP-Refraktionsseismik noch große Fortschritte in der Abbildung der refraktierenden Strukturen durch das Wellenfeld zu erzielen sind. Hoffentlich regen die Überlegungen und Ergebnisse dieser Arbeit möglichst viele Leser zu Weiterentwicklungen der CMP-Refraktionsseismik an.

Kapitel 8

Literaturverzeichnis

- Biondi, B., Ronen, S., 1987, Dip-moveout in shot profiles: Geophysics, 52, 1473-1482.*
- Black, J., Schleicher, K. L., Zhang, L., 1993, True-amplitude imaging and dip moveout: Geophysics, 58, 47-66.*
- O'Brien, P.N.S., 1960, The use of amplitudes in refraction shooting - a case history: Geophysical Prospecting, 8, 417-428.*
- Buttkus, B., 1991, Spektralanalyse und Filtertheorie in der angewandten Geophysik: Springer.*
- Cabrera, J., Levy, S., 1989, Shot dip moveout with logarithmic transforms: Geophysics, 54, 1038-1041.*
- Cagniard, L., 1939, Ondes Seismiques Progressiv: Gautier-Villars.*
- Cerveny, V., Molotkov, I.A., Psencik, I., 1977, Ray method in seismology: Charles University Press.*
- Deregowski, S.M., Rocca, F., 1981, Geometrical optics and wave theory of constant offset sections in layered media: Geophysical Prospecting, 29, 374-406.*
- Deregowski, S.M., 1986, What is DMO ?: First Break, 4, 7-24.*
- Dix, C.H., 1955, Seismic velocities from surface measurements: Geophysics, 20, 68-86.*
- Donato, R.J., 1964, Amplitude of P head waves: J. Acoust. Soc. Am., 36, 19-25.*
- Durrani, T.S., Bisset, D., 1984, The Radon transform and its properties: Geophysics, 49, 1180-1187.*

- Gebrande, H., Miller, H., 1985*, Refraktionsseismik: Bender F. (Ed), Angewandte Geowissenschaften, Bd. II, 226 - 260: Enke.
- Gebrande, H., 1986*, CMP-Refraktionsseismik: Dresen et al. (Eds), 6. Mintrop-Seminar, Seismik auf neuen Wegen, 191 - 205: DVGI (Kassel).
- Gotthardt, E., 1968*, Einführung in die Ausgleichsrechnung: Herbert Wichmann Verlag.
- Hale, D., 1984*, Dip Moveout by Fourier transform: *Geophysics*, **49**, 741-757.
- Hale, D., 1991*, Dip Moveout Processing: Course Notes Series, **4**: Society of Exploration Geophysicists (Tulsa).
- Hales, F.W., 1958*, An accurate graphical method for interpreting seismic refraction lines: *Geophysical Prospecting*, **6**, 285-294.
- Hatherly, P.J., 1986*, Attenuation measurement on shallow seismic refraction data: *Geophysics*, **51**, 250-254.
- Heelan, P., 1953*, On the theory of head waves: *Geophysics*, **18**, 871-893.
- Jakubowicz, H., 1990*, A simple efficient method of Dip-Moveout Correction: *Geophysical Prospecting*, **38**, 221-245.
- Judson, D.R., Shultz, P.S., Sherwood, J.W.C., 1978*, Equalizing the stacking velocities of dipping events via DEVILISH: Society of Exploration Geophysicists International Meeting, **48**, 30.
- Karl, J.H., 1989*, An Introduction to Digital Signal Processing: Academic Press.
- Levin, F.K., Ingram, J.D., 1962*, Head waves from a bed of finite thickness: *Geophysics*, **27**, 753-765.
- Mayne, W.H., 1962*, Common reflection point horizontal data stacking technique: *Geophysics*, **27**, 927-938.
- Mayne, W.H., 1967*, Practical considerations in the use of common reflection point techniques: *Geophysics*, **32**, 225-229.
- Notfors, C.D., Godfrey, R.J., 1987*, Dip-moveout in the frequency-wavenumber domain: *Geophysics*, **52**, 1718-1721.
- Orlowsky, D., 1996*, Erhöhung des Auflösungsvermögen der Common Mid Point- (CMP-) Refraktionsseismik durch eine Kombination mit der Generalized Reciprocal Method (GRM): Dissertation an der Ruhr-Universität Bochum, 127 Seiten.

- Palmer, D., 1981* An introduction to the generalized reciprocal method of seismic refraction interpretation: *Geophysics*, **46**, 1508 - 1518.
- Palmer, D., 1986* Refraction seismics, the lateral resolution of the structure and seismic velocity: *Handbook of Geophysical Exploration*, **13**: Geophysical Press.
- MacPhail, M.R., 1967*, The midpoint method of interpreting a refraction survey: Musgrave, A.W. (Ed), *Seismic Refraction Prospecting*, 260-266: Soc. Explor. Geophys. (Tulsa).
- Press, W.H., Flannery, B.P., Teukolsky, S.A., Vetterling, W.T., 1992*, *Numerical Recipes - The Art of Scientific Computing*: Cambridge University Press.
- Reimers, L., Rüter, H., Unterstell, B., 1991*, CMP-Refraktionsseismik mit Wellengruppenstapelung im tau-p-Bereich: Dresen et al. (Eds), *Geophysik zwischen Exploration und Exploitation*, 11. Mintrop-Seminar, 101-128: DGMK (Münster).
- Ros Hill, N., 1987*, Downward continuation of refracted arrivals to determine shallow structure: *Geophysics*, **52**, 1188-1198.
- Rühl, T., 1995*, Determination of shallow refractor properties by 3D-CMP refraction seismic techniques: *First Break*, **13**, 69-77.
- Scherbaum, F., 1996*, *Of Poles and Zeros*: Kluwer Academic Publishers.
- Schuster, K., 1998*, Das Potential dichtvermessener refraktionsseismischer Ersteinsatzphasen: AFRa - ein Algorithmus für eine automatische, hochauflösende kinematische und dynamische Verarbeitung derartiger Daten: Dissertation an der Technischen Universität Berlin, 191 Seiten.
- Seisa, H.H., 1991*, A computation to the interpretation of shallow refraction seismic data: Dissertation an der Technischen Universität Berlin, 135 Seiten.
- Sheriff, R.E., Geldart, L.P., 1995*, *Exploration Seismology*: Cambridge University Press.
- Stolt, R.H., 1978*, Migration by Fourier Transform: *Geophysics*, **43**, 23-48.
- Taner, M.T., Koehler, F., 1969*, Velocity spektra-digital computer derivation and applications of velocity functions: *Geophysics*, **34**, 859-881.
- Tillmanns, M., Gebrande, H., 1999*, Focusing in Prestack Isochrone Migration Using Instantaneous Slowness Information: *PAGEOPH*, **156**, S 187-206.
- Winkelmann, R., 1996*, Entwicklung und Anwendung eines Wellenfeldverfahrens zur Auswertung von CMP-sortierten Refraktionseinsätzen: Dissertation an der Ludwig-Maximilians-Universität München, 150 Seiten.

Yilmaz, Ö., Claerbout, J.F., 1980, Prestack partial migration: *Geophysics*, **45**, 1753-1779.

Yilmaz, Ö., 1987, *Seismic Data Processing*: Society of Exploration Geophysicists (Tulsa).

Danksagung

Danken möchte ich Herrn Prof. Dr. H. Soffel als Leiter des Instituts für die Bereitstellung des Arbeitsplatzes.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. H. Gebrande für die Stellung des faszinierenden Themas und seine ständige Diskussionsbereitschaft. Durch seine motivierende Kritik hatte er großen Anteil an den Fortschritten der vorliegenden Arbeit. Ich danke ihm auch für die Durchsicht des Manuskripts. Seiner Unterstützung verdanke ich die Finanzierung der Arbeit durch ein Stipendium und die Finanzierung meines USA-Aufenthalts.

Gedankt sei auch der Ludwig-Maximilians-Universität München, die durch die Bewilligung eines bayerischen Landesstipendium die Finanzierung meiner Arbeit gesichert hat. Dem Deutschen Akademischen Austausch Dienst (DAAD) danke ich für die Finanzierung des USA-Aufenthalts am United States Geological Survey (USGS) in Menlo Park (Kalifornien).

Besonders danken möchte ich Herrn Dr. R. Catchings für die freundliche Einladung und Aufnahme in den USA. Seine Neugierde an meiner Arbeit motivierte mich zu Weiterentwicklungen des Verfahrens. Über die tägliche Arbeit hinaus, ermöglichte er mir einen praxisnahen Einblick in die seismologischen Probleme Kaliforniens. An dieser Stelle bedanke ich mich auch bei Dr. G. Fuis, der mir in seinem LARSE-Projekt eine verantwortungsvolle und interessante Funktion anvertraute. Ebenfalls danke ich den Herren M. Rymers und Dr. W. Mooney, die immer für meine neugierigen Fragen offen waren.

Bei der Arbeitsgruppe Seismik und den anderen Institut-Angehörigen möchte ich mich für das sehr angenehme Arbeitsklima bedanken, durch das die Arbeit entscheidend erleichtert wurde. Für seine große Hilfsbereitschaft möchte ich hierbei Herrn Dr. M. Bopp ganz besonders danken, auf dessen Kompetenz man sich in technischen Computer-Fragen immer verlassen konnte. Stefan Teufel danke ich für viele mathematische und andere interessante Diskussionen in der Mensa.

Mein sehr herzlicher Dank gilt meinen Eltern, Georg und Brigitta Gawlas, meiner Schwester Katrin und meiner Freundin Stephanie, die alle auf ihre Weise zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Lebenslauf

Persönliche Daten

Name Peter Florian Gawlas
geboren am 10.3.1970 in Heidelberg

Ausbildung

Schulzeit von 1976 - 1990. Grundschule (Heidelberg), Bunsen-Gymnasium (Heidelberg), Elisabeth-v.-Thadden-Gymnasium (Heidelberg)

Abitur 23.5.1990 am Elisabeth-v.-Thadden-Gymnasium (Heidelberg)

Studium

WS 91/92 - SS 93 Hauptfach: Dipl. Geophysik an der LMU-München

WS 93/94 - SS 95 Hauptfach: Dipl. Physik an der LMU-München

31.1.1994 Vorprüfung mit Hauptfach: Dipl. Physik

WS 95/96 - SS 98 Hauptfach: Dipl. Geophysik an der LMU-München

13.7.1998 Abschluß des Studiums mit Diplom in Geophysik

Jan. 1998 - Jun. 2000 Bezug eines bayerischen Landesstipendium für Graduierte.

SS 99 - WS 00/01 Promotionsstudium an der LMU-München

Jul. 1999 - Dez. 1999 Aufenthalt am United States Geological Survey in Menlo Park (Kalifornien, USA)

Zivildienst

Jul. 1990 - Sept. 1991 im Krankenhaus München Schwabing (München)

Berufliche Tätigkeiten

Okt. 2000 - Jan. 2001 und von März 2001 - Mai 2001 Wissenschaftl. Mitarbeiter am Institut f. Allgemeine und Angewandte Geophysik an der Ludwig-Maximilians-Universität München im Rahmen des TRANSALP-Projekts.