

JNC TJ7400 2000-001

弾性波フルウェーブインバージョンの
実データへの適用性に関する研究

(核燃料サイクル開発機構 東濃地科学センター)

(研究委託内容報告書)

2000年2月

京都大学

複製又はこの資料の入手については、下記にお問い合わせ下さい。

〒 509-5102 岐阜県土岐市泉町定林寺 959-31

核燃料サイクル開発機構

東濃地科学センター

研究調整グループ

Inquiries about copyright and reproduction should be addressed to:

Co-ordination Group,

Tono Geoscience Center,

Japan Nuclear Cycle Development Institute

959-31, Jorinji, Izumi-machi, Toki-shi, Gifu-ken 509-5102,

Japan

© 核燃料サイクル開発機構 (Japan Nuclear Cycle Development Institute)

2000

弾性波フルウェーブインバージョンの 実データへの適用性に関する研究

渡辺 俊樹*、高瀬 嗣郎*

要 旨

試錐孔間の物性値分布を物理的に推定する有効な調査手法として弾性波トモグラフィ技術がある。現在主流な弾性波トモグラフィは初動走時データを用いてP波速度分布を推定する方法である。さらに高精度、高分解能な調査手法として、受振波形全体をデータとして用いるフルウェーブインバージョンが研究段階にある。この方法は理論および数値実験による解析例は報告されているものの、実際に現場において計測された実データへの適用例はきわめて少ない。

本研究では、岐阜県瑞浪市正馬様洞の試錐孔において、スパーク震源およびハイドロフォンを用いて取得されたクロスホールトモグラフィ計測のデータを用い、フルウェーブインバージョンの現地データへの適用性について検討した。具体的には、震源波形の推定方法、チューブ波除去や振幅補正などの効果的なデータ前処理方法について検討し、速度構造インバージョンおよび震源波形インバージョンを実施した。その結果、深度300mにわたる孔間の速度構造を明らかにすることができた。解析手法および結果の精度にはまだ検討の余地があるものの、各種物理検層データと整合性のある結果を得た。

本報告書は、京都大学が核燃料サイクル開発機構の委託により実施した研究内容結果である。
契約番号：110D0186

機構担当部課室および担当者：東濃地科学センター調査技術研究グループ 宮田初穂
※ 京都大学大学院工学研究科資源工学専攻

JNC TJ7400 2000-001
February, 2000

A feasibility study on the application of seismic full-waveform inversion to field data

Toshiki WATANABE* and Shiro TAKASE*

Abstract

Seismic tomography is an effective method used to estimate the distribution of physical properties between boreholes. Conventional seismic tomography reconstructs a P-wave velocity distribution by using traveltimes of first arrival of wave. Full-waveform inversion methods, which are under development, are expected to be an advanced method to obtain more high-resolution and high-accuracy images. Although some theoretical studies and the numerical experiments have been reported, the application of full-waveform tomography to field data is quite few in the world at this stage.

In this study, the feasibility study of seismic full-waveform inversion was carried out by using a field data. The field data was observed by using a sparker source and down-hole hydrophones both set in two boreholes. We have investigated the estimation of source waveform and the pre-processing of data, such as removal of tube-waves and amplitude compensation. Then, we performed the inversion of velocity distribution and source waveform alternatively. As the result, we could obtain the velocity structure between boreholes over 300 meters depth. Although the possibility of arguments on the methods and the accuracy of the result still remains, the result shows good agreement with other geophysical data at the site.

Work performed by Kyoto University under contract with Japan Nuclear Cycle Development Institute.
JNC Liaison: Hatsuhiko Miyada, Tono Geoscience Center, Characterization Technology Development Group.

Research Section: *Division of Earth Resource Engineering, Graduate School of Engineering, Kyoto University.

目 次

1	緒 論	1
1.1	本研究の目的	1
1.2	本研究の背景	2
1.3	本研究の内容	3
2	フルウェーブ・インバージョン解析の理論	7
2.1	速度構造と震源波形の逐次インバージョン	7
2.2	音響波動方程式	8
2.3	速度構造のインバージョン	9
2.3.1	FWIの解析方法	9
2.3.2	最大傾斜法による速度モデルの修正	10
2.4	震源波形のインバージョン	12
2.5	有限差分法モデリング	14
2.5.1	陽解法差分近似	14
2.5.2	境界条件	16
2.5.3	解の収束と安定条件およびグリッド分散	16
3	数値シミュレーションによる検討	19
3.1	数値シミュレーションの目的と内容	19
3.2	FWI解析の分解能の検討	19
3.2.1	震源・受振器配置および速度モデル	19
3.2.2	解析結果および考察	21
3.3	SWIによる震源波形の推定	22
3.4	SWIを用いたFWIの解析精度の向上	23
4	実データを用いたデータ前処理法の検討	31
4.1	FWI解析におけるデータ前処理の必要性	31
4.2	データの概要	31
4.2.1	試錐孔の配置	31

4.2.2 データの取得方法	32
4.2.3 FWI解析に使用するデータ仕様	33
4.3 データ前処理	35
4.3.1 バンドパス・フィルタによるノイズの除去	35
4.3.2 f-k フィルタによるチューブウェーブの除去	37
4.3.3 振幅の3D/2D 変換	39
4.3.4 時間ウインドウ処理	39
4.3.5 観測波形の振幅値の正規化	41
4.4 初期モデルの作成	42
4.4.1 震源波形の抽出	42
4.4.2 速度分布の初期モデル	44
5 フルウェーブ・インバージョン解析の実データへの適用	49
5.1 FWI解析のための諸設定	49
5.2 区間1のデータのFWI解析	50
5.2.1 FWIによる速度構造の解析（操作1）	50
5.2.2 SWIによる震源波形の推定（操作2）	51
5.2.3 FWIによる速度構造の解析（操作3）	52
5.3 全区間のデータのFWI解析	53
5.4 既存の物理探査データとの比較および解釈	54
5.4.1 電磁トモグラフィ解析結果との比較	54
5.4.2 音波検層結果との比較	54
5.4.3 初動走時トモグラフィ解析結果との比較	55
6 結論	69
参考文献	71
付録A 初動走時トモグラフィ解析	75
A.1 走時データの作成と検証	75
A.2 走時トモグラフィ解析	76

図 目 次

図 2.1	FWI の解析手順	8
図 3.1	震源・受振点配置および計算領域	20
図 3.2	FWI 解析に用いる震源波形	21
図 3.3	FWI 解析に用いる観測波形	21
図 3.4	真の震源波形と初期波形および SWI 解析結果の比較	22
図 3.5	RMS 誤差と誤差関数の比較	24
図 3.6	分解能の検討のための速度モデル (a) 速度モデル 1 (b) 速度モデル 2 ...	25
図 3.7	速度モデル 1 の FWI 解析結果および RMS 誤差と誤差関数	27
図 3.8	速度モデル 2 の FWI 解析結果および RMS 誤差と誤差関数	27
図 3.9	FWI 解析結果、(a) 操作 1 の FWI 解析結果、(b) 操作 2 の SWI で得られた震源波形、(c) 操作 3 の FWI 解析結果	29
図 4.1	試錐孔の配置および震源及び受振器の配置	32
図 4.2	測定システム概要	33
図 4.3	データ前処理の検討に用いた波形データの一例	35
図 4.4	データ前処理のフローチャート	36
図 4.5	バンドパス・フィルタの特性	37
図 4.6	バンドパス・フィルタ処理後のパワースペクトル	37
図 4.7	f-k フィルタ後の記録	39
図 4.8	時間ウィンドウ処理後の記録	40
図 4.9	相対振幅値を保存した場合の観測波形および理論波形と最大振幅値 ...	43
図 4.10	スケーリングを施した場合の観測波形および理論波形と最大振幅値 ...	43
図 4.11	震源波形の抽出	44
図 4.12	f-k フィルタによるチューブウェーブの除去	45
図 4.13	初期モデル	47
図 5.1	誤差関数と速度修正量の最大値の変化（操作 1）	51
図 5.2	SWI で得られた震源波形	52
図 5.3	誤差関数と速度修正量の最大値の変化（操作）	53

図 5.4	FWI 解析結果（操作 1）	57
図 5.5	FWI 解析結果（操作 3）	57
図 5.6	FWI 解析によって得られた全区間の速度構造	59
図 5.7	電磁トモグラフィと FWI 解析結果との比較	61
図 5.8	音波検層結果との比較	63
図 5.9	初動走時トモグラフィ解析結果との比較 (1)	65
図 5.10	初動走時トモグラフィ解析結果との比較 (2)	67
図 A.1	初動走時データの検証 (a) 初動走時の分布 (b) 伝播距離と初動走時と の関係 (c) 平均速度の分布 (d) 伝播距離と平均速度との関係	79

表 目 次

表 4.1 解析区間	34
表 5.1 区間 1 の解析に用いた諸パラメータ設定	50

1 緒 論

1.1 本研究の目的

試錐孔間の物性値を数値的に直接求める調査法として弾性波トモグラフィ調査技術がある。この技術においては、観測された受振波形データから初動P波走時を読み取り、これのみを観測量として試錐孔間のP波速度分布を求める走時トモグラフィが確立し、実用化されている。走時トモグラフィの実用化の背景には、初動走時データが安定であり取扱いやすいこと、初期モデルの影響を受けにくく比較的安定した解が得られることなど、走時トモグラフィが利点を有していることがある。しかし、観測した情報のうち初動走時データしか利用しておらず、この解析で得られる分解能は理論上は波動の波長程度と考えられる。実際問題として、震源・受振点の数や配置と調査領域の大きさから設定される解析断面上のセルのサイズによって構造の表現能力が制約を受けるため、セルのサイズ以上の分解能は得られない。

一方、データ解析技術においては、初動P波のみならず受振波形データそのものを用い、振幅や後続波などの波形情報も観測量として扱うフルウェーブ・インバージョンの研究がなされている。フルウェーブ・インバージョンは理論上は高精度・高分解能な解が得られることが明らかになっている。したがって、フルウェーブ・インバージョンが実用化されると、弾性波トモグラフィによる地質構造調査の分解能の向上ならびに物性値の評価の精度の向上が期待できる。しかし、フルウェーブ・インバージョンは現在のところまだ研究段階にあり、解析プログラムの開発、改良、評価はほぼ理想的な観測条件と考えられる数値シミュレーションによって作成された仮想の受振波形データを用いて実施されている。特に、フルウェーブ・インバージョンを用いたトモグラフィ解析において実データを扱った報告例は世界的にもまだ非常に少ない。この手法が現時点では実用されるまでに至っていない理由として以下の点があげられる。

- 震源波形を測定することが困難であること。
- さまざまなノイズを含む観測データに対する適切なデータ前処理の手法が確立されていないこと。
- 多数の波動場モデリングという膨大な計算を実施でき、大容量のデータを扱える計算機環境が必要なこと。

本研究の目的は、フルウェーブ・インバージョンの実データへの適用性を検討することである。すなわち、以下の 2 点である。

- 実データを扱うために最適と考えられる数値計算方法を検討し、現段階でのフルウェーブ・インバージョン解析プログラムの最適化を図る。
- そのプログラムを用いて実データを解析し、その結果として得られる情報の有効性について地質構造調査の観点から検討し、その適用性を把握する。

1.2 本研究の背景

フルウェーブ・インバージョンは観測波形全体をデータとして物性値分布を求める方法である。非線形フルウェーブ・インバージョンは Tarantola[1, 2] によって理論的に定式化され、Tarantola のグループが中心となって研究が進められた。フルウェーブ・インバージョンの手法は観測系の配置によらない一般的な形として導出されているものの、実際にはその研究の多くは反射法データの解析を目的として実施された。音響波動方程式を用いた水平多層構造の 1 次元インバージョン問題に関しては、時間-空間領域における方法 [3] や $\tau - p$ 領域における方法 [4, 5] が研究されている。また、2 次元音響波問題 [6] および弾性波問題 [7] へも適用されている。

フルウェーブ・インバージョンをトモグラフィ配置のデータ解析に適用したのは Gauthier et al.[8] が最初である。フルウェーブ・トモグラフィの研究報告は世界的にもあまり多くない。Imperial College のグループは周波数領域におけるインバージョン解析を音響波問題 [9]、弾性波問題 [10] に対して定式化した。この方法の特徴として速度（弾性常数）情報を加えて減衰情報も解析できる [11] という点があげられる。この手法は試験的に実データに適用された [12] が、最近になって室内モデル実験データ [13] およびフィールドデータ [14] に適用した結果が報告されている。また、University of Utah のグループは、フルウェーブ・インバージョンは分解能の点では優れているが、初期モデルやノイズの影響を受けやすいという欠点があるとしている [15]。そのため、比較的安定とされている走時トモグラフィとのハイブリッドな解析方法 [16] を提案しており、音響波問題 [17] および弾性波問題 [18] について実データ解析も含めた検討が行われている。

国内では土家 [19, 20] により弾性波フルウェーブ・トモグラフィの詳細な数値実験が行われている。また、筆者らは音響波動方程式に基づくフルウェーブ・トモグラフィの数値

実験 [21, 22] および弾性波動方程式に基づいた手法の数値実験 [23] を実施している。

1.3 本研究の内容

本研究では、フルウェーブ・インバージョンの実データへの適用性に関して検討した。

ここで、本研究で取り扱った手法とその理由について明確にしておく。波動方程式には気液体中の圧力の伝播を記述する音響波動方程式と固体中の変位の伝播を記述する弾性波動方程式がある。音響波動方程式を用いた解析では P 波のみを扱うのに対し、弾性波動方程式を用いた解析では P 波および S 波の両方を取り扱う。フルウェーブ・インバージョンそのものはどちらの方程式に対しても定式化することができるが、本研究では、以下の理由から音響波動方程式に基づくフルウェーブ・インバージョン解析を実施した。

- 音響波動方程式は方程式が 1 個であるのに対し、弾性波動方程式は 2 次元の場合方程式が 2 個であり、解析の大部分を占める波動場モデリングの計算時間が倍増する。同時に使用メモリ量も倍増する。
- 計算機資源が有限であることから、弾性波動方程式を用いた解析では取り扱えるデータ量および解析範囲とグリッド数が限られる。詳しい説明は省略するが、事前の検討の結果、あえて弾性波問題として解析を実施した場合に得られる結果のクオリティは本研究の目的に照らして十分でないと判断された。
- 解析に使用した実データはハイドロフォンを用いて取得されたものである。ハイドロフォンは孔内水の圧力を測定する 1 成分型受振器である（ただし、ハイドロフォン・データを弾性波問題で扱えるように変換する手法は提案されている。）。
- 音響波動方程式を用いた解析ではデータ中に含まれる S 波成分はノイズとみなされる。本研究で使用されているスパークー震源は P 波を多く発生させるタイプの震源であり、また、前処理の段階で P 波と S 波との到達時間の差を利用してウインドウ処理を行うことにより S 波の影響を除去可能である。

本研究では、以下の事項について検討を行った。

(i) 理論および数値解析手法の導出（第2章）

まず始めに、音響波動方程式に基づくフルウェーブ・インバージョンを理論に基づいて定式化し、解析プログラムを作成した。インバージョンのアルゴリズムには、非線形問題を線形化して波動場モデリングと速度構造の修正とを反復する手法を採用した。これにより波形データから速度構造を得ることが可能になった。次に、震源波形のインバージョンについても同様に定式化し、解析プログラムを作成した。実際の観測波形には速度構造のみならず震源の特性が大きく影響を与えるため、フルウェーブ・インバージョンでは震源の特性も評価する必要がある。しかし、この震源の特性を観測することは非常に困難であり、これが実用化にあたって大きな問題となっていた。フルウェーブ・インバージョンの手法を適用することにより震源波形を高精度に推定することが可能となった。これらのインバージョンにおける波動場モデリング手法として差分法陽解法を採用し、プログラムを作成するとともに安定条件および精度について検討した。

(ii) 数値シミュレーションによる検討（第3章）

次に、作成したフルウェーブ・インバージョンの解析プログラムを用いて数値シミュレーションによる検討を行った。フルウェーブ・インバージョンは従来の走時トモグラフィよりも高分解能であるとされていることから、岩盤内の破碎帯の検出に適用することを考え、薄層の存在するモデルを用いてその分解能について検討した。さらに、観測波形から抽出した波形を用いて震源波形インバージョンを実施し、震源波形の推定精度について検討した。さらに、このインバージョンによって得られた震源波形を用いて再び速度構造インバージョンを実施し、震源波形と速度構造のインバージョンをそれぞれ交互に行うことにより速度構造を高精度に求める方法について検討した。

(iii) データ前処理の検討（第4章）

次に、実データのフルウェーブ・インバージョン解析を行うために必要なデータ前処理手法の検討を行った。実際の観測波形にはチューブウェーブをはじめさまざまな波動が含まれているが、これらは解析においてはノイズであり、誤った解析結果を生じる原因となる。そこで、これらのノイズを除去し精度のよい解析結果を得るためにデータ前処理が不

可欠である。そこで、実データを用いて、バンドパス・フィルタ、f-k フィルタ、振幅の補正と正規化などのデータ前処理の具体的な手法について検討した。

(iv) 実データの解析および解析結果の評価（第5章）

最後に、前章で確立した前処理を施した実データを用いてフルウェーブ・インバージョン解析を実施し、調査領域のP波速度構造を求めた。計算機能力と計算時間の制約から、実際には調査領域をいくつかの小区間に分割して解析を行い、最終的に得られたイメージを重ね合わせて調査領域全体の速度構造のトモグラフィ・イメージを作成した。得られた速度構造を各種物理検層および電磁レーダー調査の結果と比較し、フルウェーブ・インバージョン解析結果の特徴および精度について評価した。

なお、製本の都合上、カラー図面は各章末にまとめて示した。

2 フルウェーブ・インバージョン解析の理論

2.1 速度構造と震源波形の逐次インバージョン

フルウェーブ・インバージョン(Full-wave inversion、以下 FWI と略す)は、観測波形と、ある速度モデルに対して計算された理論波形との波形全体の差が小さくなるような目的関数を求める方法であり、一般には非線形問題を反復修正アルゴリズムによって線形化することにより解く。観測された波形データは震源から発生する波形(震源波形)および波動が伝播した速度構造の両方の影響を受けて形成されている。そこで、FWI 手法を用いて速度構造のインバージョンを行う場合には、震源波形は既知であると仮定し、波形の差はすべて真の速度構造と速度モデルとの差に起因するものとして解析を行う。一方、震源波形インバージョン(Source wavelet inversion、以下 SWI と略す)の場合には、速度構造を既知として波形の差が真の震源波形と推定された震源波形との差に起因するものとして震源波形を求める。

実データにおける状況は以下のように想定される。

- 震源波形を計測することは困難である。
- 発震深度によって各最大振幅も震源波形もばらつく。
- 各発震波形の最大振幅の初期推定には小さくない誤差が伴う。
- 観測波形を利用することによって、受振器と記録器の特性及び媒質の非弾性減衰を含む意味での震源波形の概略は事前に知ることができる。

したがって、実データの FWI 解析においては、推定された震源波形を用いて速度構造を求めるとともに SWI を併用して震源波形を得ることが必要であると考えられる。

FWI 解析の手順を以下に示すとともに、図 2.1 に図示した。

- (a) 震源波形を観測波形の初動の直接波部分を抽出して推定する [25]。
- (b) (a) で推定した震源波形を用いて P 波速度分布をインバージョンにより求める。(操作 1)
- (c) (b) で得られる P 波速度分布を用いて各震源波形毎にインバージョンを行い、震源波形を求める。(操作 2)
- (d) (b) で得られた P 波速度分布は局所解(ローカルミニマム)である可能性があるので、
(e) で得られる震源波形を用いて P 波速度分布を初期値から再びインバージョンによつ

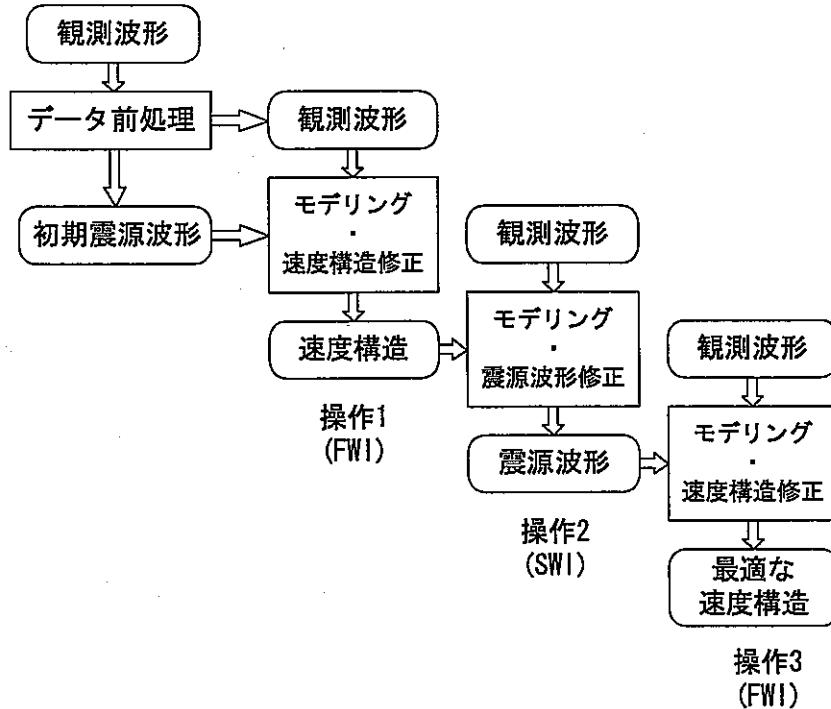


図 2.1: FWI の解析手順

て求める。(操作3)

以下、本章では個々の解析手法および計算手法について述べる。

2.2 音響波動方程式

本研究では、波動の伝播は2次元音響波(P波)の波動方程式で表されるものとする。すなわち、地下構造は2次元で表され、波動の伝播は円筒波で表されると考える。2次元不均質媒質における音響波動方程式は次式で与えられる。

$$\frac{1}{c(x)^2} \frac{\partial^2 p(x, t; x_s)}{\partial t^2} = \rho(x) \nabla \left[\frac{1}{\rho(x)} \nabla p(x, t; x_s) \right] + s(t; x_s) \quad (2.1)$$

ここで、 x は任意の点の2次元座標、 t は時間、 x_s は震源の座標、 $p(x, t; x_s)$ は圧力、 $c(x)$ はP波の伝播速度、 $\rho(x)$ は密度、 $s(t; x_s)$ は震源項を表す。密度が一定ならば(2.1)式は(2.2)式のように古典的な波動方程式に簡略化される。

$$\frac{1}{c(x)^2} \frac{\partial^2 p(x, t; x_s)}{\partial t^2} = \nabla^2 p(x, t; x_s) + s(t; x_s) \quad (2.2)$$

本研究では、媒質の密度を一定として取扱い、(2.2)式の音響波動方程式に基づいて計算を行なう。

2.3 速度構造のインバージョン

2.3.1 FWI の解析方法

フルウェーブ・インバージョン(Full-wave inversion、以下 FWI と略す)は、観測波形とある速度モデルに対して計算された理論波形との波形全体の差が小さくなるような目的関数を求める方法であり、一般には非線形問題を反復修正アルゴリズムによって線形化することにより解く。観測された波形データは震源から発生する波形(震源波形)および波動が伝播した速度構造の両方の影響を受けて形成されている。FWI 手法を用いて速度構造のインバージョンを行う場合には、震源波形は既知であると仮定し、波形の差はすべて真の速度構造と速度モデルとの差に起因するものとして解析を行う。

まず、FWI の理論および数値計算手法の導出について述べる。なお、以下の説明において数式の表記は主に文献[15, 17]の記述にしたがう。FWI における誤差関数を次式で定義する。

$$S = \frac{1}{2} \sum_s \sum_r \int dt \delta p(x_r, t; x_s)^2 \quad (2.3)$$

ここで、 $\delta p(x_r, t; x_s)$ は (2.4) 式で表される波形(圧力)の残差である。

$$\delta p(x_r, t; x_s) = p(x_r, t; x_s)_{obs} - p(x_r, t; x_s)_{cal} \quad (2.4)$$

$p(x_r, t; x_s)_{obs}$ は観測波形、 $p(x_r, t; x_s)_{cal}$ は与えられた速度モデルに対して (2.2) 式で表される音響波動方程式を満足するように計算した理論波形である。反復計算を行うにしたがつて残差 $\delta p(x_r, t; x_s)$ が小さくなるということは、観測波形と理論波形の差が小さくなり、正しい速度モデルが求められていることを意味する。

FWI の解析手順は以下の通りである。

- (a) まず、速度構造の初期モデルを設定する。
- (b) 現在の速度モデルに対して波動場モデリングにより理論波形を計算する。
- (c) 観測波形と理論波形との残差を求める。
- (d) 誤差関数を評価する。

- (e) 最大傾斜法により速度モデルを修正する。
- (f) 上記の (b) から (e) を繰り返す
- (g) 誤差関数 S が収束したとみなせる場合、あるいは終了条件に達した場合、計算を終了し、最終的な速度分布を得る。

2.3.2 最大傾斜法による速度モデルの修正

(2.3) 式を最小にする速度モデルを求めるための方法として傾斜法がよく用いられる。本研究では傾斜法として最大傾斜法(steepest descent method)を用いた。反復回数 k および $k+1$ 回目の速度分布をそれぞれ $c(x)_k$, $c(x)_{k+1}$ とすると、 $k+1$ 回目の速度分布を表す式は最大傾斜法により次式で求められる。

$$c(x)_{k+1} = c(x)_k + \alpha_k \gamma(x)_k \quad (2.5)$$

ここで、 $\gamma(x)_k$ は k 回目の修正における誤差関数 S の速度 c に対する最大傾斜の方向、 α_k はステップ長である。 $\gamma(x)_k$ は (2.6) 式で与えられる。

$$\gamma(x) = -\frac{\partial S}{\partial c(x)} = -\sum_s \sum_r \int dt \frac{\partial p(x_r, t; x_s)_{cal}}{\partial c(x)} \delta p(x_r, t; x_s) \quad (2.6)$$

(2.6) 式に含まれる圧力場 $p(x_r, t; x_s)_{cal}$ の Frechét 微分は以下のようにして得られる。P 波の伝播速度を $c(x)$ 、圧力場を $p(x, t; x_s)$ とする。P 波の伝播速度が $c(x)$ から $c(x) + \delta c(x)$ に変化したことにより、圧力場が $p(x, t; x_s)$ から $p(x, t; x_s) + \delta p(x, t; x_s)$ に変化するとすると、(2.2) 式の音響波動方程式は (2.7) 式となる。

$$\frac{1}{[c(x) + \delta c(x)]^2} \frac{\partial^2 [p(x, t; x_s) + \delta p(x, t; x_s)]}{\partial t^2} = \nabla^2 [p(x, t; x_s) + \delta p(x, t; x_s)] + s(t; x_s) \quad (2.7)$$

ここで、 $\delta c(x)$ が小さい場合、(2.7) 式の $1/[c(x) + \delta c(x)]^2$ は次式で近似することができる。

$$\frac{1}{[c(x) + \delta c(x)]^2} \approx \frac{1}{c(x)^2} - \frac{2\delta c(x)}{c(x)^3} \quad (2.8)$$

(2.7) 式から (2.2) 式を引くと次式が得られる。

$$\frac{1}{c(x)^2} \frac{\partial^2 \delta p(x, t; x_s)}{\partial t^2} = \nabla^2 \delta p(x, t; x_s) + \frac{\partial^2 \delta p(x, t; x_s)}{\partial t^2} \frac{2\delta c(x)}{c(x)^3} + O(\delta c(x)^2) \quad (2.9)$$

(2.9) 式の解 $\delta p(x, t; x_s)$ は、(2.2) 式に関するグリーン関数 $G(x, t; x', t')$ を用いて (2.10) 式のように表すことができる。

$$\delta p(x, t; x_s) = \int dv(x') G(x_r, t; x', 0) * \ddot{p}(x', t; x_s) \frac{2\delta c(x')}{c(x')^3} \quad (2.10)$$

デルタ関数の変化はある 1 点でピークとなるから、 $\delta c(x') = \Delta c \delta(x' - x)$ とおくと (2.10) 式は次式となる。

$$\delta p(x_r, t; x_s) = G(x_r, t; x, 0) * \ddot{p}(x, t; x_s) \frac{2\Delta c}{c(x)^3} \quad (2.11)$$

(2.11) 式の両辺を Δc で割ることにより、(2.12) 式が得られる。

$$\frac{\partial p(x_r, t; x_s)_{cal}}{\partial c(x)} = \frac{2}{c(x)^3} \dot{g}(x, t; x_r, 0) * \dot{p}(x, t; x_s) \quad (2.12)$$

$G(x, t; x', t')$ は (2.2) 式に関するグリーン関数である。すなわち、インパルス震源 $\delta(x - x')\delta(t - t')$ によって生じる圧力場をある位置 x 、ある時間 t において観測した圧力場である。また、アスタリスク (*) は時間コンポリューションを、ドット (.) は時間微分を表す。

(2.12) 式を (2.6) 式に代入すると (2.13) 式が得られる。

$$\gamma(x) = \frac{1}{c(x)^3} \sum_s \sum_r \int dt \dot{g}(x, t; x_r, 0) * \dot{p}(x, t; x_s) \delta p(x_r, t; x_s) \quad (2.13)$$

(2.13) 式を (2.14) 式と (2.15) 式に示した 2 つの等式を用いて書き換えると、(2.16) 式が得られる。

$$\int dt [f(t) * g(t)] h(t) = \int dt g(t) [f(-t) * h(t)] \quad (2.14)$$

$$G(x, -t; x', 0) = G(x, 0; x', t) \quad (2.15)$$

$$\gamma(x) = \frac{1}{c(x)^3} \sum_s \int dt \dot{p}(x, t; x_s) \dot{p}'(x_r, t; x_s) \quad (2.16)$$

$p'(x, t; x_s)$ は次式で表される。

$$p'(x, t; x_s) = \sum_r G(x, -t; x_r, 0) * \delta p(x_r, t; x_s) \quad (2.17)$$

(2.16) 式中の $p(x, t; x_s)$ は、現在得られている速度モデルに対して計算された圧力場を示す。また、(2.17) 式より、 $p'(x, t; x_s)$ は圧力波形の残差 $\delta p(x_r, t; x_s)$ を受振点配置 x_r を震源とみなして時間逆伝播させることによって計算できる。すなわち、(2.16) 式は現在の速度

分布と真の速度分布との差によって生じた受振点における波形の差を、領域内の各点を散乱源とみなして割り振っている操作であると考えられる。また、(2.16)式では、 $p(x, t; x_s)$ と $p'(x, t; x_s)$ をそれぞれ時間微分して相互相関をとり、各震源について加え合わせることにより $\gamma(x)$ を求める。これは、逆伝播によって得られた散乱源の候補の中から順伝播波動場と相関が高いものを真の散乱源として抽出することを意味している。

(2.5)式の α_k は k 回目の修正における修正量のステップ長である。本研究では、ステップ長 α_k には修正後の残差が最小となる条件から導かれた最適なステップ長である (2.18) 式で計算される値を用いた [3]。

$$\alpha_k = \frac{\sum_x \gamma(x)_k^2}{\sum_r \int dt \left[\frac{\delta p(x_r, t; x_s)}{\varepsilon} \right]^2} \quad (2.18)$$

ここで ε は (2.19) 式で評価される任意の微小値である。

$$\max\{\varepsilon \cdot \gamma_k\} \leq \frac{\max\{c(x)_k\}}{100} \quad (2.19)$$

2.4 震源波形のインバージョン

震源波形インバージョン (SWI) は、FWI 手法において速度構造が既知であると仮定し、観測波形と理論波形との波形全体の差が小さくなるように震源波形を反復修正して求める方法である。SWI は 2.3 で述べた FWI といわば背中合わせにある操作であり、そのため SWI の定式化および導出方法は FWI の場合とほとんど同じである [17]。震源が複数個ある場合でも、それぞれの震源波形に対するインバージョンは独立した問題となるため、それぞれの震源波形に対して SWI をを行い震源波形を求めることができる [24]。

SWI における誤差関数を次式で定義する。

$$S = \frac{1}{2} \sum_r \int dt \delta p(x_r, t; x_s)^2 \quad (2.20)$$

ここで、 $\delta p(x_r, t; x_s)$ は (2.4) 式で定義された波形の残差である。反復計算を行うにしたがって残差 $\delta p(x_r, t; x_s)$ が小さくなるということは、観測波形と理論波形の形の差が小さくなり、正しい震源波形が求められていることを意味する。そこで、各反復において誤差関数 S を評価し、誤差関数が収束したとみなせるまで反復し、最終的な震源波形を求める。

SWI では FWI と同様に (2.20) 式を最小にする震源波形を求めるための方法として最大傾斜法を用いる。反復回数 k および $k+1$ 回目の震源波形をそれぞれ $s(t; x_s)_k$ 、 $s(t; x_s)_{k+1}$ とすると、 $k+1$ 回目の震源波形を表す式は最大傾斜法により次式で表される。

$$s(t; x_s)_{k+1} = s(t; x_s)_k + \alpha_k \gamma(t; x_s)_k \quad (2.21)$$

ここで、 $\gamma(t; x_s)_k$ は k 回目の反復における誤差関数 S の速度に対する最大傾斜の方向、 α_k はステップ長である。 $\gamma(t; x_s)_k$ は (2.22) 式で表される。

$$\gamma(t; x_s) = -\frac{\partial S}{\partial s(t; x_s)} = -\sum_r \int dt \frac{\partial p(x_r, t; x_s)_{cal}}{\partial s(t; x_s)} \delta p(x_r, t; x_s) \quad (2.22)$$

(2.22) 式に含まれる圧力場 $p(x_r, t; x_s)_{cal}$ の Frechét 微分は FWI による速度構造インバージョンの場合と同様の手順で得られる。震源波形が $s(t; x_s)$ から $s(t; x_s) + \delta s(t; x_s)$ に変化したことによって生じる圧力場の微小変動 $\delta p(x, t; x_s)$ は以下の式を満たす。

$$\frac{1}{c(x)^2} \frac{\partial^2 \delta p(x, t; x_s)}{\partial t^2} = \nabla^2 \delta p(x, t; x_s) + \delta s(t; x_s) \quad (2.23)$$

(2.23) 式の解 $\delta p(x, t; x_s)$ は、(2.36) 式に関するグリーン関数 $G(x, t; x', t')$ を用いて (2.24) 式のように表すことができる。

$$\delta p(x, t; x_s) = \int dv(x') G(x_r, t; x', 0) * \delta s(t'; x_s) \quad (2.24)$$

デルタ関数の変化はある 1 点でピークとなるから、 $\delta s(t', x_s) = \Delta s \delta(x' - x) \delta(t' - t)$ とおくと (2.24) 式は次式のようになる。

$$\delta p(x_r, t; x_s) = G(x_r, t; x, 0) * \Delta s \delta(t' - t) \quad (2.25)$$

(2.25) 式の両辺を Δs で割ることにより、(2.26) 式が得られる。

$$\frac{\partial p(x_r, t; x_s)_{cal}}{\delta s(t; x_s)} = G(x, t; x_r, 0) * \delta(t' - t) \quad (2.26)$$

(2.26) 式を (2.22) 式に代入して (2.14) 式と (2.15) 式を用いると、(2.27) 式が得られる。

$$\gamma(t; x_s) = -\sum_r \int dt G(x, t; x_r, 0) * \delta(t' - t) \delta p(x_r, t; x_s) = -p'(x_r, t; x_s) \quad (2.27)$$

ここで (2.27) 式の $p'(x_r, t; x_s)$ は受振点から残差を逆伝播させ、震源において得られた波動場から計算した圧力場を表す。逆伝播させた圧力場を震源においてそのまま抽出することにより震源波形の修正量を求めることができる。

(2.21) 式で表されるステップ長 α_k は (2.28) 式で計算される値を用いる。

$$\alpha_k = \frac{\sum_t \gamma(t; x_s)_k^2}{\sum_r \int dt \left[\frac{\delta p(x_r, t; x_s)}{\varepsilon} \right]^2} \quad (2.28)$$

ここで ε は (2.29) 式で評価される値である。

$$\max\{\varepsilon \cdot \gamma_k\} \leq \frac{\max\{s(t; x_s)_k\}}{100} \quad (2.29)$$

2.5 有限差分法モデリング

2.5.1 陽解法差分近似

FWI 解析において、波動場モデリングは現在の速度モデルに対する理論波形を計算する際に使用される。また、音響波動方程式は時間に関して対称であるので、速度モデル修正のプロセスにおける時間逆伝播モデリングの計算にも同じモデリング法を使用することができる。また、(2.18) 式で示される最適なステップ長を計算する際にも波動場モデリングを行う必要がある。そのため、波動場モデリングは FWI 解析においてそのほとんどの計算時間を占める重要なプロセスである。本研究では、波動場モデリングの手法として音響波動方程式を有限差分法陽解法を用いて解く方法を採用した [26]。

ある関数 $p(x + \Delta x)$ と $p(x - \Delta x)$ を $p(x)$ の近傍で泰勒展開すると、それぞれ (2.30) 式、(2.31) 式のようになる。

$$p(x + \Delta x) = p(x) + \frac{\Delta x p'(x)}{1!} + \frac{(\Delta x)^2 p''(x)}{2!} + \frac{(\Delta x)^3 p'''(x)}{3!} + \dots \quad (2.30)$$

$$p(x - \Delta x) = p(x) - \frac{\Delta x p'(x)}{1!} + \frac{(\Delta x)^2 p''(x)}{2!} - \frac{(\Delta x)^3 p'''(x)}{3!} + \dots \quad (2.31)$$

(2.30) 式から (2.31) 式を引くと次式が得られる。

$$p(x + \Delta x) - p(x - \Delta x) = 2\Delta x p'(x) + O(h^3) \quad (2.32)$$

(2.32) 式において 3 次以上の項を無視すると、1 階微分は (2.33) 式で表される。

$$\frac{\partial p}{\partial x} \simeq \frac{p(x + \Delta x) - p(x - \Delta x)}{2\Delta x} \quad (2.33)$$

一方、(2.30) 式と (2.31) 式を加えると次式が得られる。

$$p(x + \Delta x) + p(x - \Delta x) = 2p(x) + (\Delta x)^2 p''(x) + O(h^4) \quad (2.34)$$

(2.34) 式において 4 次以上の項を無視すると、2 階微分は (2.35) 式で表される。

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} \simeq \frac{p(x + \Delta x) - 2p(x) + p(x - \Delta x)}{(\Delta x)^2} \quad (2.35)$$

(2.2) 式で表される 2 次元音響波動方程式を震源項を省略して書き下すと次式のようになる。

$$\frac{\partial^2 p(x, z, t)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p(x, z, t)}{\partial z^2} = \frac{1}{c(x, z)^2} \frac{\partial^2 p(x, z, t)}{\partial t^2} \quad (2.36)$$

ここで、 $p(x, z, t)$ はある点 (x, z) の時間 t における圧力を表す。また、 $c(x, z)$ は P 波の伝播速度である。計算領域 $0 \leq x \leq a$ 、 $0 \leq z \leq b$ 内をそれぞれ x 、 z 方向の最大グリッド数を M 、 N として、間隔 $\Delta x = a/M$ 、 $\Delta z = b/N$ のグリッドに区切る。時間方向のステップ間隔を Δt 、 L を時間ステップの繰り返し回数として、 p を次式のように離散化して表す。

$$p(i\Delta x, j\Delta z, k\Delta t) = P_{i,j}^k \quad (2.37)$$

ここで、 $i = 1, 2, 3, \dots, M$ 、 $j = 1, 2, 3, \dots, N$ 、 $k = 0, 1, 2, \dots, L$ である。(2.37) 式の表記を用いて (2.36) 式の各項を差分化すると次式のようになる。

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} = \frac{P_{i+1,j}^k - 2P_{i,j}^k + P_{i-1,j}^k}{\Delta x^2} \quad (2.38)$$

$$\frac{\partial^2 p}{\partial z^2} = \frac{P_{i,j+1}^k - 2P_{i,j}^k + P_{i,j-1}^k}{\Delta z^2} \quad (2.39)$$

$$\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = \frac{P_{i,j}^{k+1} - 2P_{i,j}^k + P_{i,j}^{k-1}}{\Delta t^2} \quad (2.40)$$

これを (2.36) 式に代入し整理すると次式が得られる。

$$P_{i,j}^{k+1} = 2(1 - \alpha^2 - \beta^2)P_{i,j}^k + \alpha^2(P_{i+1,j}^k + P_{i-1,j}^k) + \beta^2(P_{i,j+1}^k + P_{i,j-1}^k) - P_{i,j}^{k-1} \quad (2.41)$$

ここで、 $\alpha = c(x, z)\Delta t/\Delta x$ 、 $\beta = c(x, z)\Delta t/\Delta z$ である。

差分法陽解法は(2.41)式を用いて現在および1ステップ前の値を用いて次のステップの値を逐次的に求めていく方法である。

2.5.2 境界条件

差分法を用いてモデリングを行う場合、波動場の計算を行う領域（計算領域）を適切に設定する必要があるが、この際に計算領域の境界からの反射波の発生が問題となる。この境界からの反射波の影響を避けるためには、解析領域と比べて計算領域を十分大きくすればよいが、明らかに計算時間の増大を招く。そこで、境界条件として透過境界条件[27]を用い、境界からの反射波を減少させた。

計算領域の右境界 $x = a$ での透過境界条件は次式で表される。

$$\frac{1}{c(x, z)} \frac{\partial p(a, z, t)}{\partial t} + \frac{\partial p(a, z, t)}{\partial x} - \frac{1}{c(x, z)} \frac{\partial p(a - \Delta x, z, t - \Delta t)}{\partial t} - \frac{\partial p(a - \Delta x, z, t - \Delta t)}{\partial x} = 0 \quad (2.42)$$

ここで、 $\alpha = c(x, z)\Delta t/\Delta x$ 、 $\beta = c(x, z)\Delta t/\Delta z$ とし、(2.42)式を離散化すると、計算領域の右境界 $i = M$ での透過境界条件は次式で表される。

$$P_{M,j}^{k+1} = P_{M,j}^k + P_{M-1,j}^k - P_{M-1,j}^{k-1} + \alpha \left(P_{M-1,j}^k - P_{M,j}^k - P_{M-2,j}^{k-1} + P_{M-1,j}^{k-1} \right) \quad (2.43)$$

同様に、計算領域の左境界 $i = 1$ 、上下の境界 $j = 1$ 及び $j = b$ における透過境界条件はそれぞれ以下の式で表される。

$$P_{1,j}^{k+1} = P_{1,j}^k + P_{2,j}^k - P_{2,j}^{k-1} + \alpha \left(P_{2,j}^k - P_{1,j}^k - P_{3,j}^{k-1} + P_{2,j}^{k-1} \right) \quad (2.44)$$

$$P_{i,1}^{k+1} = P_{i,1}^k + P_{i,2}^k - P_{i,2}^{k-1} + \beta \left(P_{i,2}^k - P_{i,1}^k - P_{i,3}^{k-1} + P_{i,2}^{k-1} \right) \quad (2.45)$$

$$P_{i,N}^{k+1} = P_{i,N}^k + P_{i,N-1}^k - P_{i,N-1}^{k-1} + \beta \left(P_{i,N-1}^k - P_{i,N}^k - P_{i,N-2}^{k-1} + P_{i,N-1}^{k-1} \right) \quad (2.46)$$

2.5.3 解の収束と安定条件およびグリッド分散

解の安定とは、差分方程式の解の誤差が時間の増加と共に増大しないことである。すなわち、固定された Δx 、 Δz 、 Δt で無限時間のステップを超えた場合でも誤差が依然として

差分方程式の解に対して意味を持つ範囲内であることを意味する。また、解の収束とは、空間や時間の刻みをゼロに近づけたとき、すなわち、ある時刻に到達するまでに非常に多い時間ステップがかかるとき、差分方程式の解が微分方程式の解に収束することである。

t を時間、 k を時間ステップ、 Δt を時間の刻み、 R を差分方程式の解の誤差、 P を微分方程式の解、 Q を差分方程式の解とすると、解の安定と収束はそれぞれ次式で表される。

$$\lim_{k \rightarrow \infty} R = C \quad (\text{定数}) \quad (2.47)$$

$$\lim_{\Delta z \rightarrow 0, \Delta t \rightarrow 0} Q = P \quad (2.48)$$

ここで、 $t = k\Delta t$ であるから、ある時刻までに無限の時間ステップを要することと時間の刻みをゼロに近づけることとは同じ意味である。したがって、差分の安定性が言えたならば同時に収束性も言えたことになる [28]。

差分法陽解法においては解の収束と安定は無条件ではなく、ある条件を満たした場合にのみ解が安定となる。時間および空間の刻みを Δt 、 $\Delta x = \Delta z$ 、速度を c とすると、2 次元波動方程式の差分法陽解法の解の安定条件は (2.49) 式で表される。

$$\frac{c\Delta t}{\Delta z} \leq \frac{1}{\sqrt{2}} \quad (2.49)$$

差分法陽解法では、震源波形を離散グリッドで精度よく表現できない場合、具体的には震源波形の 1 波長に含まれる空間グリッドの数が少ない場合には、波動が媒質中を進行するにつれて波形の後続に崩れが生じ、時間の増加と共に崩れが激しくなる。この現象はグリッド分散現象と呼ばれているが、微分方程式を差分近似したために生じる誤差である。

本研究では、1 波長の中に少なくとも 20 個の空間グリッドが入るように震源波形の周波数を設定して差分計算を実施した。計算の途中でグリッド分散現象が生じた場合には、グリッド間隔を小さくして再計算を行い、グリッド分散現象の発生を防いだ。

3 数値シミュレーションによる検討

3.1 数値シミュレーションの目的と内容

作成したフルウェーブ・インバージョン(FWI)の解析プログラムの特性および性能を評価し、その適用性を検討するために、数値シミュレーションを実施した。まず、フルウェーブ・インバージョンは従来の走時トモグラフィよりも高分解能であるとされていることから、岩盤内の破碎帯の検出に適用することを考え、薄層の存在するモデルを用いてその分解能について検討した。次に、実データへの適用に際して不可欠となる震源波形インバージョン(SWI)について検討した。観測波形から抽出した波形を初期推定値として用い、震源波形の推定精度について検討した。さらに、SWIによって得られた震源波形を用いて再び速度構造インバージョンを実施し、図2.1に示したように、震源波形と速度構造のインバージョンをそれぞれ交互に行うことにより速度構造を高精度に求める方法について検討した。

3.2 FWI 解析の分解能の検討

3.2.1 震源・受振器配置および速度モデル

図3.1に計算領域及び震源・受振点配置を示す。解析領域の大きさは30 m × 45 mとした。また、波動場モデリングの際に境界からの反射波の影響を避けるため、計算領域は解析領域より上下左右にそれぞれ5 mだけ広くとった。したがって、計算領域の大きさは40 m × 55 mである。震源・受振点配置はクロスホール配置とし、震源をS1～S10の位置に5 m間隔に10個、受振点をR1～R10の位置に5 m間隔に10個配置した。この配置を用いて観測される波形データは100個である。

図3.6に、数値シミュレーションに用いた真の速度モデルを示す。(a)は厚さ2 mの薄層を有するモデル(速度モデル1)である。(b)は速度モデル2である。速度モデル2は速度モデル1よりも1 mだけ薄い厚さ1 mの薄層を有するモデルである。

観測波形は差分法による波動場モデリングによって作成した。震源関数には(3.1)式で表わされるリッカーウェーブレットを用いた。

$$s(t; x_s) = \{1 - 2(\pi f_0 t)^2\} \exp\{-(\pi f_0 t)^2\} \quad (3.1)$$

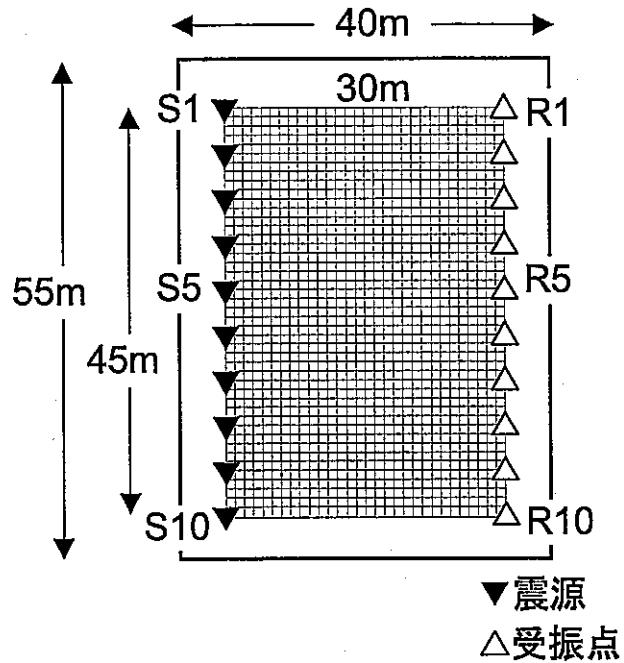


図 3.1: 震源・受振点配置および計算領域

ここで、 x_s は震源の位置、 f_0 はピーク周波数である。前述したように差分法ではグリッド分散現象が生じるため、波動の周波数を無制限に高くすることができない。この速度モデルでは $\Delta x = \Delta z = 1 \text{ m}$ 、P 波速度の最小値が 4400 m/s である。そこで、震源波形のピーク周波数を 200 Hz とすると、P 波の波長の最小値は約 22 m となり、グリッド分散現象は生じないと予想される。図 3.2 に FWI 解析に用いたピーク周波数が 200 Hz のリッカーウェーブレットの震源波形を示す。リッカーウェーブレットは $t = 0$ に関して対称な波形であるが、震源波形として用いる場合には図 3.2 に示すように適当な時間だけ時間軸の正の方向へシフトして用いる。

このモデル及び震源波形を用いて差分法によるモデリングを行ない、観測波形を作成した。データにノイズは付加していない。モデリングの際には、グリッド間隔 $\Delta x = \Delta z = 1.0 \text{ m}$ 、サンプリング間隔 $\Delta t = 0.1 \text{ ms}$ とし、時間ステップを 300 回繰り返した。したがって、観測波形の記録時間は 30.0 ms である。図 3.3 に $S5$ を震源とした場合の観測波形の例を示す。

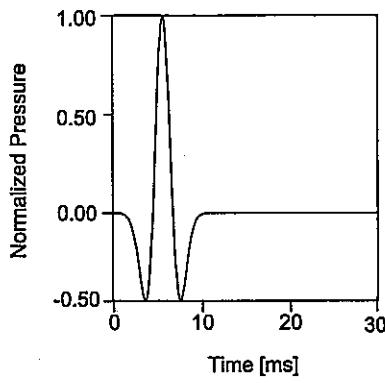


図 3.2: FWI 解析に用いる震源波形

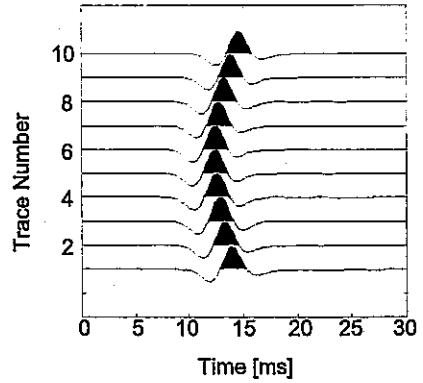


図 3.3: FWI 解析に用いる観測波形

3.2.2 解析結果および考察

上記のようにして作成した観測波形に対して FWI 解析を行った。インバージョンの初期モデルには、バックグラウンドの速度 4400m/s をもつ均質なモデルを与えた。また、震源波形には観測波形の作成の際に用いた真の震源波形を与えた。実際問題として逆解析を行う場合には真の速度構造は未知であるが、数値シミュレーションにおいては $c(x)_{true}$ が既知であるので、再構成された速度トモグラムと真の速度トモグラムとの誤差を評価するために (3.2) 式で表される二乗平均誤差を用いた。

$$E_{RMS} = \sqrt{\frac{1}{M} \sum_x \left(\frac{c(x)_{true} - c(x)_{cal}}{c(x)_{true}} \right)^2} \quad (3.2)$$

ここで、M は総格子点数である。

図 3.7 に速度モデル 1 の FWI 解析結果（反復回数 13 回後）および RMS 誤差と誤差関数の変化を示す。中央の薄層および薄層を挟む 2 層の厚さはすべて 2m であり、モデルに与えた層厚を正確に再構成していることがわかる。P 波速度分布は中央の薄層が約 4480 m/s、それを挟む 2 層の P 波速度分布は約 4580m/s として得られており、ともに真値より約 20 m/sだけ低くなっている。RMS 誤差は約 10% 程度であり良好な解析結果が得られていることがわかる。

図 3.8 に速度モデル 2 の FWI 解析結果（反復回数 13 回後）および RMS 誤差と誤差関数の変化を示す。P 波速度分布は比較的精度よく再構成されており、1 m の薄層についても存在の検出は可能であることがわかる。しかし薄層の層厚は約 4 m 程度に再構成されてお

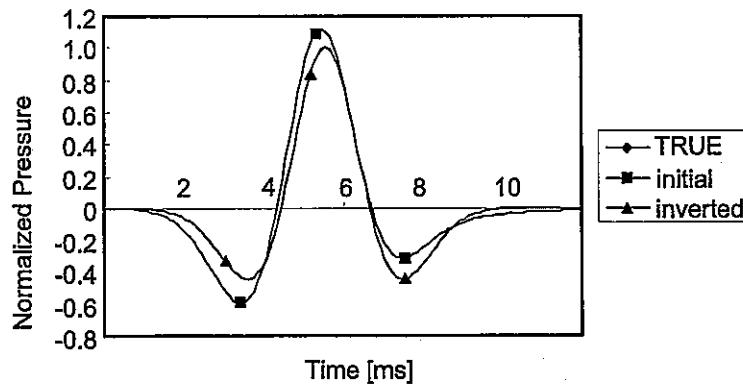


図 3.4: 真の震源波形と初期波形および SWI 解析結果の比較

り実際の層厚とは異なる。また、速度値も真値とは異なっており、速度モデル 1 の場合と比較すると RMS 誤差は若干大きくなっている。

これらの結果から、FWI 解析によって P 波の波長の $1/20$ 程度の厚さの層の存在を検出することが可能であり、層厚が波長の $1/10$ 程度まではその速度も正確に求めることが可能であると考えられる。

3.3 SWI による震源波形の推定

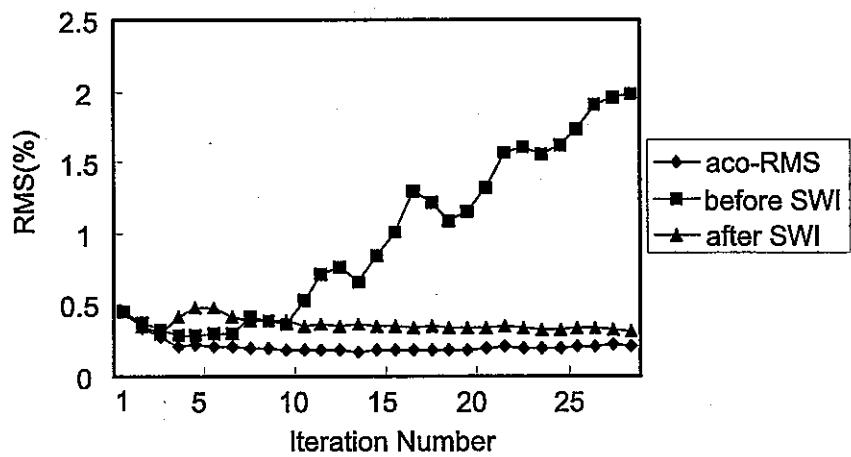
次に、SWI によって震源波形を求める数値実験を行った。震源が複数個ある場合でもそれぞれのインバージョンは独立した問題となるため、震源が S5 の 1 個のみの場合について検討した。観測波形を作成する際に与えた震源波形はピーク周波数 200 Hz のリッカーウェーブレットである。震源波形の初期モデルの作成方法は次章で詳細に説明するが、観測波形の初動部分を抽出して作成する。SWI の際に用いる速度モデルは正解である速度モデル 2 を与えた。震源波形の反復修正は 100 回行った。

図 3.4 に記録時間 12.0 ms までの真の震源波形、SWI に用いた初期波形および SWI で得られた震源波形を示す。初期波形は真の震源波形に比べて波形及び最大振幅に誤差がある。SWI の結果は真の震源波形とほとんど重なっており、震源波形が非常によく推定できていることがわかる。したがって、速度構造が真の速度構造に近ければ SWI によって震源波形を高精度で推定することができる事が確認された。

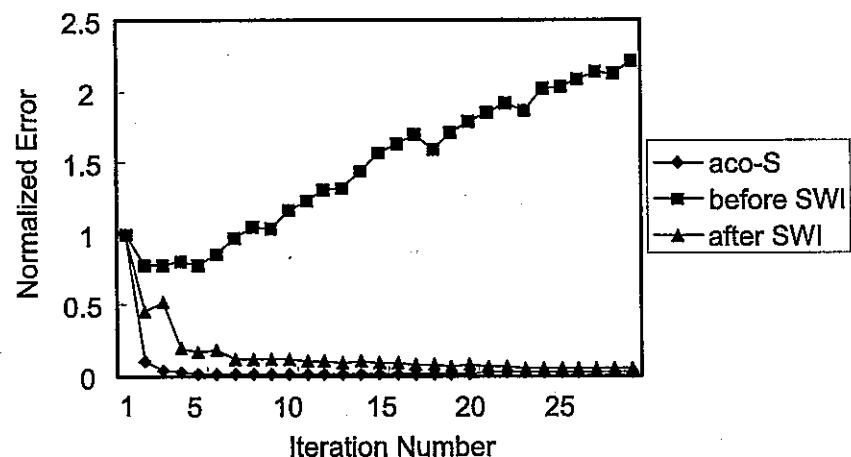
3.4 SWIを用いたFWIの解析精度の向上

次に、実データ解析の場合と同様に、P波速度構造と震源波形とをともに推定する数値実験を行った。先に2.1において図2.1に示した解析手順に従って解析を行った。使用する速度モデルは速度モデル2である。震源波形としてピーク周波数200Hzのリッカーウェーブレットを用い、差分法波動場モデリングによって観測波形を作成した。インバージョンに用いた速度構造の初期モデルはバックグラウンドの速度をもつ均質なモデルとした。初期の震源波形は観測波形の初動部分を抽出して作成した。

図3.9(a)に初期の震源波形および速度構造の初期モデルを用いたFWI解析(操作1)の結果を示す。図3.8に示した真の震源波形を用いた場合に比べて、層の分離ができておらず分解能が低下していることがわかる。これは用いた震源波形が正確でないためであると判断される。次に、操作1によって得られた、この段階で最適な速度構造モデルを用いてSWI(操作2)を施す。図3.9(b)にその結果得られた震源波形を示す。SWIによって得られた震源波形は波形の細部まで精度よく推定されていることがわかる。最後に、操作2によって得られた最適な震源波形を用いてFWI解析(操作3)を行う。図3.9(c)にその結果を示す。これらの図より、再構成された薄層部分の速度および層厚は必ずしも正確ではないものの、操作1のみでは検出されなかった薄層が操作3では検出されていることがわかる。また、図3.5に操作1(SWI前)と操作3(SWI後)のRMS誤差と誤差関数の変化を比較して示す。図には比較のため真の震源波形を用いた場合もあわせて図示した。SWI前ではRMS誤差は反復とともに上昇しており精度が悪いが、SWIを行うことによりRMSが著しく減少していることがわかる。従来の走時トモグラフィの場合、分解能は波長と同程度と言われており、この検討の結果、FWI解析は走時トモグラフィと比較して高分解能な手法であることが明らかになった。また、FWI解析の精度向上のためにはSWIを併用して解析を行うことが有効であることが明らかになった。



(a) RMS Error



(b) Error function

図 3.5: RMS 誤差と誤差関数の比較

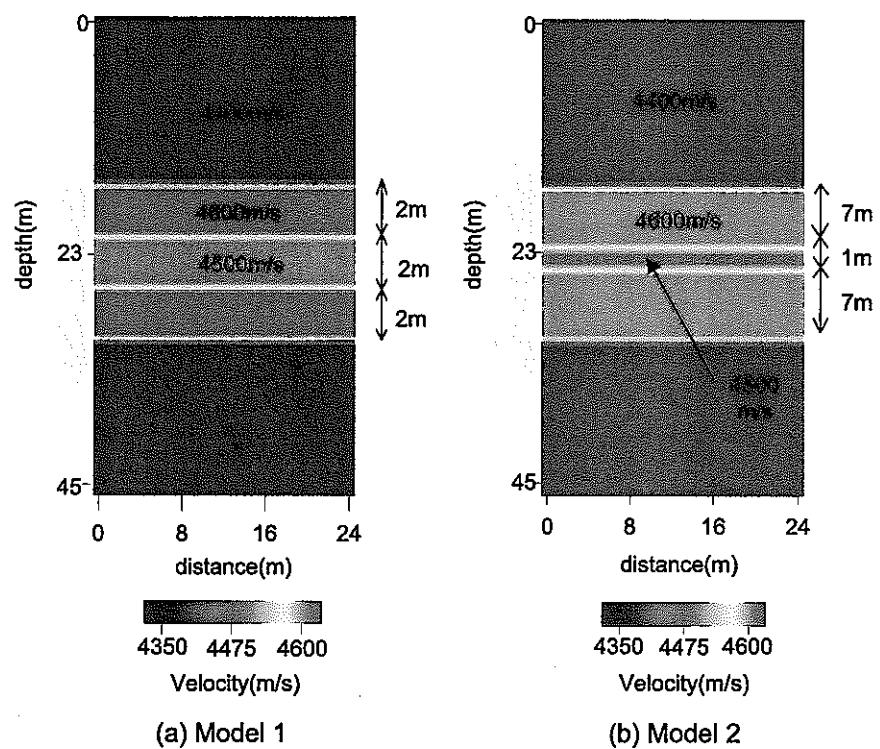


図 3.6: 分解能の検討のための速度モデル (a) 速度モデル 1 (b) 速度モデル 2

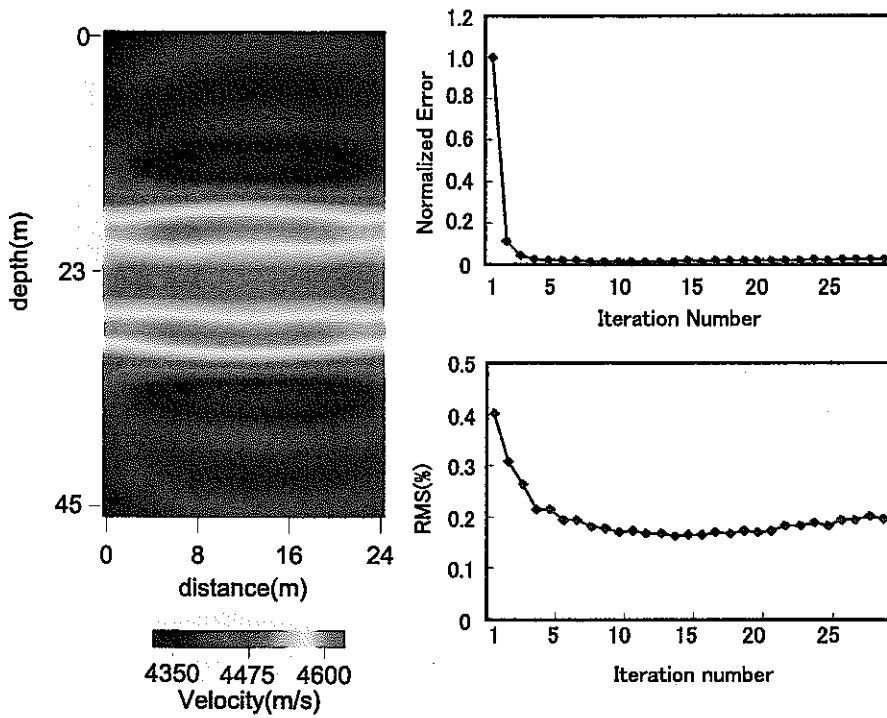


図 3.7: 速度モデル 1 の FWI 解析結果および RMS 誤差と誤差関数

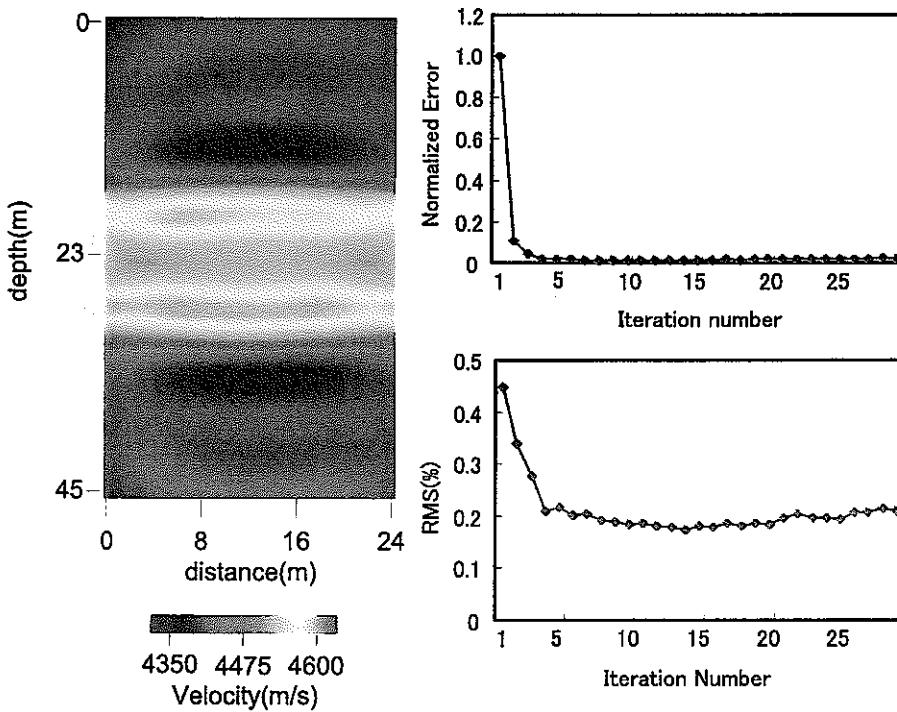


図 3.8: 速度モデル 2 の FWI 解析結果および RMS 誤差と誤差関数

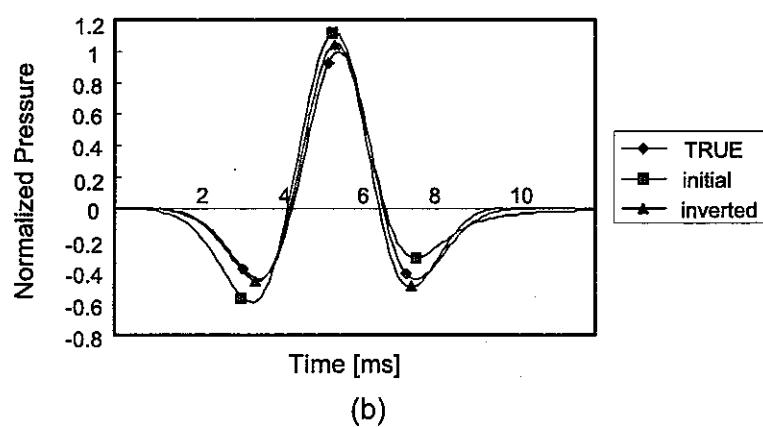
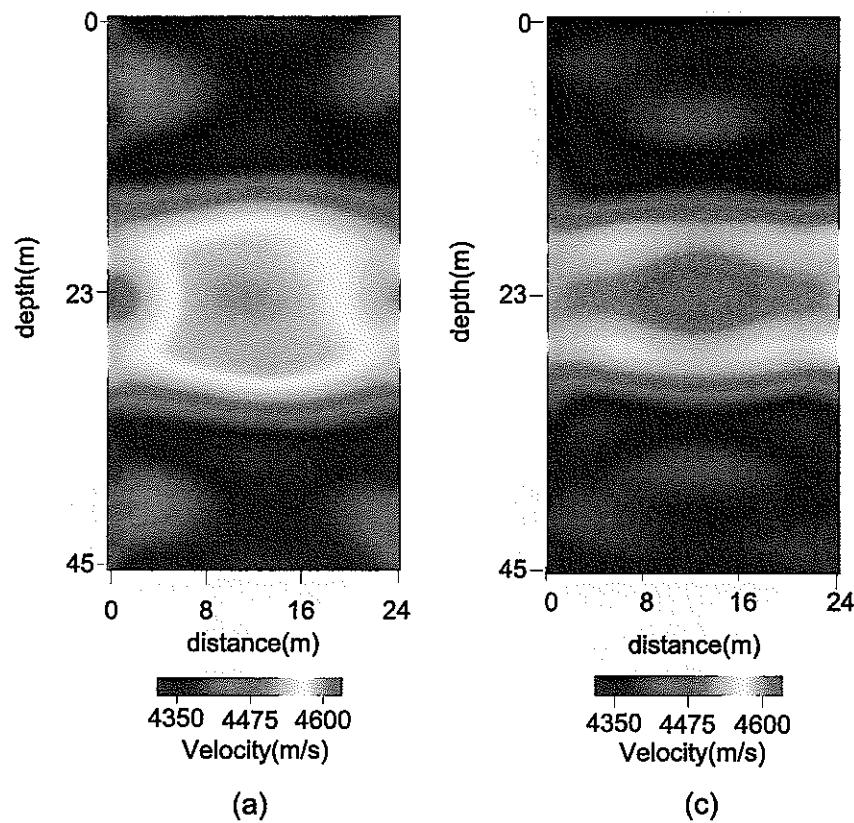


図 3.9: FWI 解析結果、(a) 操作 1 の FWI 解析結果、(b) 操作 2 の SWI で得られた震源波形、(c) 操作 3 の FWI 解析結果

4 実データを用いたデータ前処理法の検討

4.1 FWI 解析におけるデータ前処理の必要性

FWI 解析では観測波形に含まれるすべての情報を利用して解析を行うため、走時トモグラフィと比較してより分解能の高い結果を得ることが可能であることが、数値シミュレーションで実証された。しかし、これらの検討で用いた波形データは数値シミュレーションで作成されたものであり、いわば理想的な状態で観測されたデータである。実際の観測波形にはチューブウェーブをはじめさまざまな波動が含まれているが、FWI 解析においては P 波以外の波動はノイズであり、これらが存在すると誤った解析結果を生じる原因となる。また、震源・受振器・記録器から構成される観測系の特性がデータに影響を及ぼす。そこで、精度のよい解析結果を得るためにには、これらのノイズを除去し、観測系の影響を補正する適切なデータ前処理が不可欠である。

本章では、実データを用いて、バンドパス・フィルタ、 $f-k$ フィルタ、振幅の補正と正規化などのデータ前処理の具体的な手法について検討した結果について述べる。

4.2 データの概要

使用したデータは、核燃料サイクル開発機構 (JNC) 東濃地科学センターより貸与された岐阜県瑞浪市明世町月吉正馬様洞におけるテストサイトで得られた孔間トモグラフィのデータである。本データに関しては核燃料サイクル開発機構契約業務報告書「試錐孔内用震源（スパークー）の適用試験」(JNC TJ7420 99-006)[29] に詳しい。

4.2.1 試錐孔の配置

図 4.1 に示すように、現場は AN-1 孔および AN-3 孔の 2 本の試錐孔で構成されている。両孔間の孔口距離は約 35 m で、標高差は AN-1 孔口が AN-3 孔口に比べて 2.3 m 高くなっている。AN-1 孔と AN-3 孔は完全に鉛直ではなく、深部になるほど孔口から数 m 横にずれている。図 4.1 の x-y 平面図は z 方向（鉛直方向）から見た AN-1 孔および AN-3 孔の孔跡を示す。2 本の試錐孔の正確な孔跡が離散データとして得られているので、震源・受振点の位置は孔跡のデータをスプライン補間ににより内挿して求めた。図からわかるように、発震点・受振点は完全に 2 次元平面ではなく 3 次元的に分布している。本研究では、発震点・

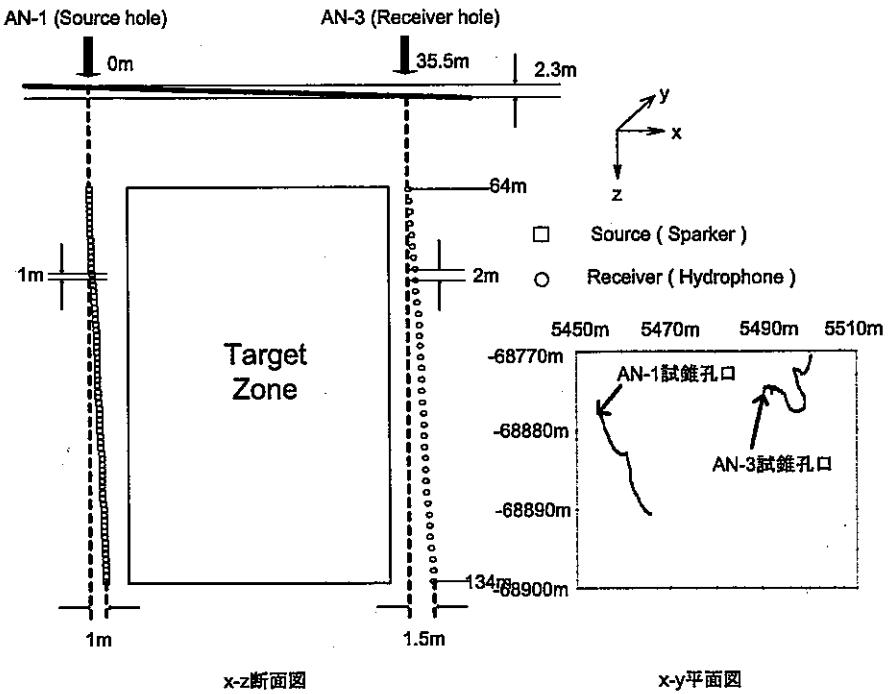


図 4.1: 試錐孔の配置および震源及び受振器の配置

受振点の座標から最小二乗法を用いて最小二乗平面を求め、この平面に発震点・受振点の座標を投影して2次元解析を行った。

4.2.2 データの取得方法

図4.2に測定システムを示す。本システムは、スパークー震源[30]、孔内用ハイドロフォン(24 ch)、スパークー用地上コントロールユニットおよび地震探鉱器より構成される。スパークー震源はAN-1孔内に下ろし、一般的に検層に使用されるワイヤーライン(7芯アーマードケーブル)およびケーブルヘッドを使用して、地上のコントロールパネルと接続されている。一方、AN-3孔内に下ろした受振器(ハイドロフォン)は24チャンネルが2m間隔で配置されている。トモグラフィ・データは2本の試錐孔を用いたクロスホール型の配置で取得された。

データはAN-1孔口を基準として、深度30mから364mの範囲で取得された。まず、ハイドロフォンを深度318mから364mの範囲に2m間隔で設置し、スパークー震源を深度364mの位置から1m間隔で上昇させながら発震し、深度30mまでデータ取得を行った。

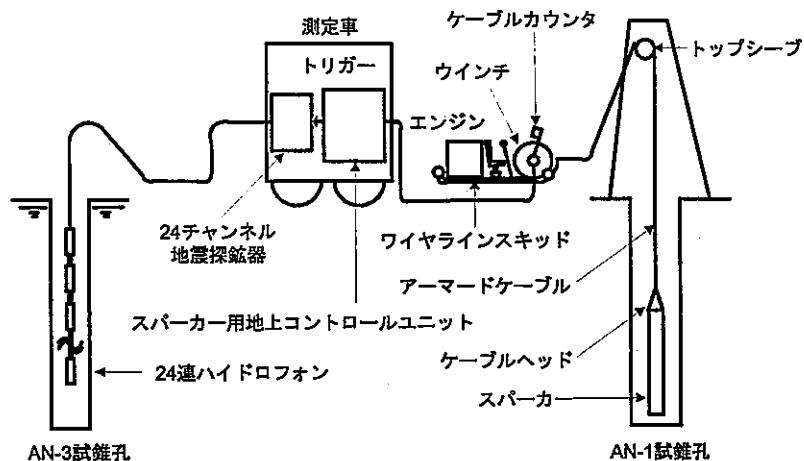


図 4.2: 測定システム概要

次に、ハイドロフォンを 48 m 上昇させて深度 270 m から 316 m の範囲に設置し、同様にスパークー震源を深度 364 m から深度 30 m まで 1 m 間隔で上昇させながら発震し、データを取得した。この作業をハイドロフォンの上端が深度 30 m に達するまでの合計 7 回繰り返した。最終的に取得されたデータの数は発震点数が 335、受振点数が 168 であり、トレースにして 56,280 個である。

取得されたデータは、アンチエリアス・フィルタに通したのち A/D 変換を施して得られたものであり、サンプリング間隔 0.125 ms、記録時間が 192 ms (サンプル数 1,536 個) である。トリガーはスパークー用地上コントロールユニットからの信号とし、プレトリガー部分が 10 ms (サンプル数 80 個) である。

4.2.3 FWI 解析に使用するデータ仕様

観測されたデータのすべてを用いて深度方向に 330 m にわたる領域全体を同時に解析することができれば理想的である。しかし、FWI 解析には膨大な計算機資源を要するため、計算機容量および計算時間の制約からこれは不可能であった。ちなみに、後述する本研究で用いた各解析パラメータを採用し、すべてのデータを同時に使用した場合、順伝播波動場と逆伝播波動場のデータを保存する 2 つの 3 次元配列のためだけでさえ約 3 GB の主記憶容量が必要となる。

別の観点から考えると、スパークー震源は水平方向に最もエネルギーを多く放射する指

表 4.1: 解析区間

	解析深度	発震点数	受振点数	データ数	記録長
区間 1	64 m – 134 m	36	36	1296	25 ms
区間 2	114 m – 184 m	36	36	1296	25 ms
区間 3	164 m – 234 m	36	36	1296	25 ms
区間 4	214 m – 274 m	31	31	961	25 ms
区間 5	254 m – 314 m	31	31	961	25 ms
区間 6	294 m – 354 m	31	31	961	25 ms

向性を持つ。また、ハイドロフォン受振器は水平方向に最大感度を持つ。したがって、発震点と受振点との深度差が大きいデータは、震源および受振器の指向性によりエネルギーが小さく S/N 比が低いデータである。また、相対的に振幅の小さいデータは解析への寄与が小さい。

これらの理由から、本研究では FWI 解析にあたって調査範囲をいくつかの区間に分割し、それぞれの区間に含まれる発震点・受振点のデータを抽出してデータセットを作成し、それらに対して FWI 解析を適用した。表 4.1 に示すように、領域を深度 64 m ~ 134 m、114 m ~ 184 m、164 m ~ 234 m、214 m ~ 274 m、254 m ~ 314 m、294 m ~ 354 m の 6 つの区間に分割した。これらの区間を深度の浅い方から順に、区間 1 ~ 区間 6 と呼ぶ。区間 1 ~ 区間 3 は深度方向に 70 m、区間 4 ~ 区間 6 は深度方向に 60 m である。各区間は上下の区間と 20 m ずつ重なっている。さらに、データ取得の際には発震点間隔 1 m で取得されているが、データ容量の制約から受振器と同一の深度にある発震点のデータのみを抽出し、発震間隔を 2 m としてデータセットを作成した。したがって、データ数は区間 1 ~ 区間 3 では発震点数 36、受振点数 36 の合計 1,296 個、区間 4 ~ 区間 6 では発震点数 31、受振点数 31 の合計 961 個である。解析に使用したデータ数 6,771 は観測されたデータ数 56,280 の約 12% にあたる。

また、各トレースのプレトリガー部 10 ms 分を除去し、トリガー後から記録長 25 ms (サンプル数 200 個) のデータを抽出した。

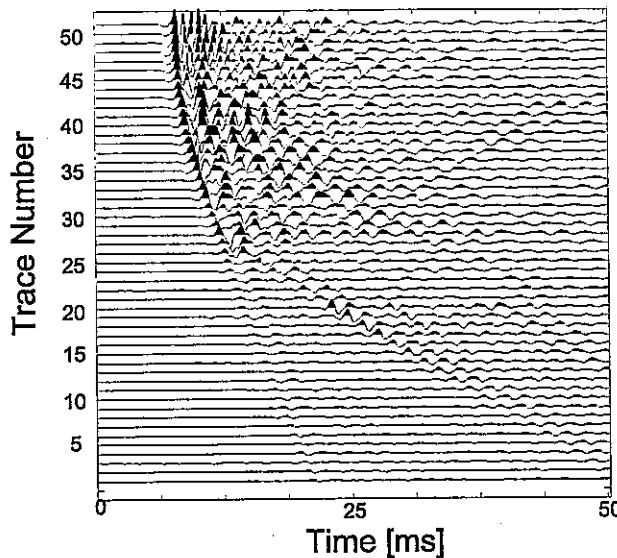


図 4.3: データ前処理の検討に用いた波形データの一例

4.3 データ前処理

現場で観測されたデータには、音響波動方程式では表すことのできないさまざまな波動が含まれている。また、高精度な FWI 解析を行うためには、振幅の補正や震源波形の抽出など、データの前処理に細心の注意を払う必要がある。そこで、現場データへ FWI を適用するために必要な前処理について実データを用いて検討した [25, 31]。

図 4.3 に前処理の検討に用いた波形データの一例を示す。このデータは前処理の効果を評価するために、チューブウェーブが卓越しているデータを選んだものである。図 4.4 に本研究で実施した前処理のフローチャートを示す。

4.3.1 バンドパス・フィルタによるノイズの除去

まず始めに、スペクトル解析を行い、その結果から信号成分と雑音成分の周波数の違いを利用して周波数領域でフィルタリングを行う。これによってデータに含まれる低周波数および高周波数ノイズを除去し S/N 比を向上させる。

時間領域でフィルタを適用するには、周波数領域で設計したフィルタ特性を逆フーリエ変換して時間領域でのフィルタオペレータを求める。そして、入力波形にフィルタ・オペレータをコンボリューションして出力波形を求める。図 4.5 に示すバンドパス・フィルタ

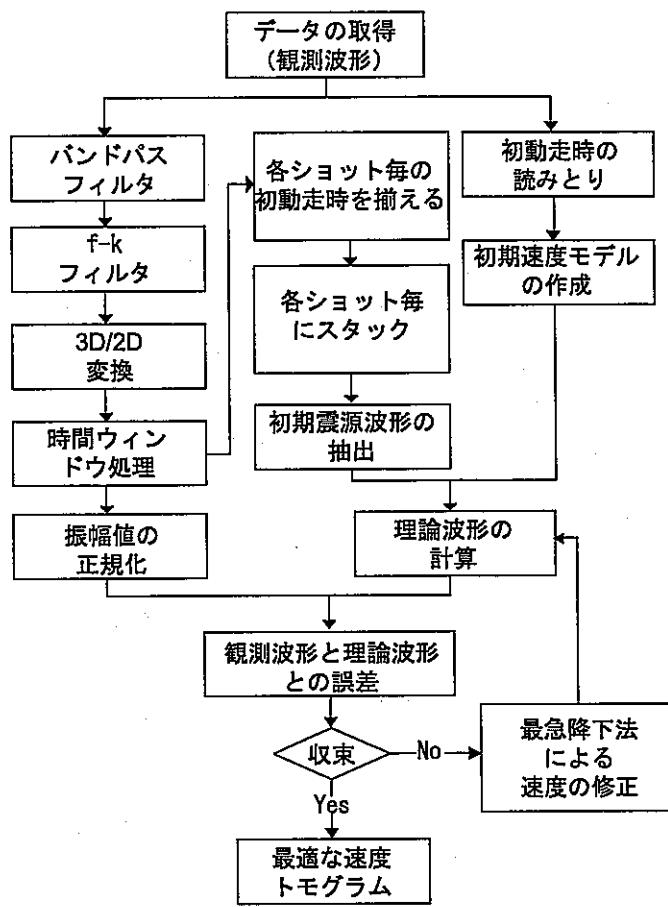


図 4.4: データ前処理のフローチャート

のオペレータは、(4.1) 式で求められる。

$$\begin{aligned}
 f(n\Delta t) &= \frac{1}{2\pi n\Delta t} \left\{ \frac{\sin(2\pi n\Delta t C) + \sin(2\pi n\Delta t D)}{1 - 4(n\Delta t)^2(D - C)^2} - \frac{\sin(2\pi n\Delta t A) + \sin(2\pi n\Delta t B)}{1 - 4(n\Delta t)^2(B - A)^2} \right\} \\
 f(0) &= \Delta t(C + D - A - B)
 \end{aligned} \tag{4.1}$$

ここで、 A 、 B 、 C 、 D は帯域幅、 Δt はサンプリング間隔である。

観測データのスペクトル解析を行ったところ、周波数 200 Hz ~ 1800 Hz の信号が卓越していた。そこでこの帯域を通過させるバンドパス・フィルタを設計し、データに適用した。図 4.6 にフィルタを適用した後のスペクトルを示した。設計した帯域の外の低・高周波数ノイズが除去されていることがわかる。

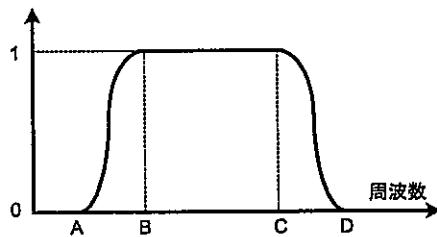


図 4.5: バンドパス・フィルタの特性

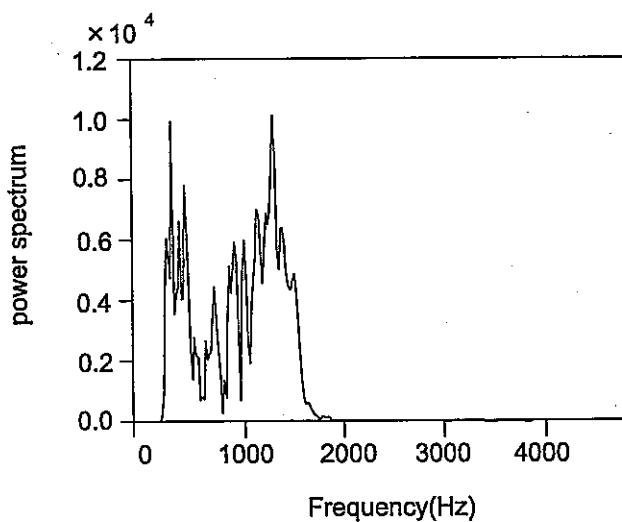


図 4.6: バンドパス・フィルタ処理後のパワースペクトル

4.3.2 f-k フィルタによるチューブウェーブの除去

試錐孔を用いた観測ではチューブウェーブが卓越して観測されることが多い。チューブウェーブとは孔内水で満ちた試錐孔内を孔軸方向に伝播する境界波の一つであるストンレー波の低周波数領域の波のことである。チューブウェーブは孔軸方向の伝播に伴う減衰が実体波に比べると小さいため、記録上では大振幅の波動として現れ、他の波形をマスクしてしまう。その伝播速度は孔壁の剛性率、孔内流体の体積弾性率と密度により決定され、その値は水中の P 波伝播速度 1500 m/s よりもやや小さい値を示す。チューブウェーブは記録上では一定の傾きを持つ波群で表される。このような一定の傾きを持つ波群を除去、あるいは取り出すフィルタを速度フィルタといい、最も一般的なのが f-k フィルタである。

時間領域 (t) でのデータをフーリエ変換すると周波数領域 (f) に変換される。また、空間

領域 (x) のデータをフーリエ変換すると波数領域 (k) に移される。 t - x 領域から f - k 領域への変換は二重フーリエ変換により行われる [32]。

$$F(\omega, k_x) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(t, x) \exp\{-i(\omega t + k_x x)\} dt dx \quad (4.2)$$

速度を v 、周波数を f 、波数 k をとると、 t - x 領域上で $v = \pm x/t$ の速度をもつ波群は、 f - k 領域上では $f = \pm vk$ の直線上に移される。 f - k フィルタは、 t - x 領域の速度フィルタと比べ任意の特性を簡単に設計でき、FFT を用いて高速に計算できるなどの利点がある。しかし、その適用にあたっては以下の点に留意しなければならない。

- 二重フーリエ変換の際には、データの後にゼロ値のデータを追加し、アンチエリアス・フィルタを適用してエリアジングを避ける。
- f - k 領域でのフィルタはできるだけ小さい範囲を除去するように設計する。
- f - k 領域でのフィルタの遮断域の端がエネルギーの小さい所にくるように設計する。
- f - k 領域でのフィルタ特性には鋭い角がないようにウインドウ関数をかけて滑らかにする。

図 4.12 に f - k フィルタを用いたチューブウェーブの除去について示す。図 4.12(a) に観測データを二重フーリエ変換して得られた f - k ダイアグラムを示す。用いたトレースの数が少ないため空間方向にエリアシングが生じており、 f - k ダイアグラム上で信号である実体波とノイズであるチューブウェーブを区別することが困難であることがわかる。そこで、事前に t - x 領域において sinc 関数を用いてサンプリング定理に基づくトレース内挿処理 [33] を施す。これにより、実際の受振器間隔よりも短い間隔で多数の受振器を用いてデータを記録したと見なすことができる。図 4.12(b) に内挿処理後のデータを f - k ダイアグラムに変換した結果を示す。その結果、エリアシングは生じておらず、信号である実体波とノイズであるチューブウェーブが分離していることがわかる。そこで、図 4.12(c) に示すような形状をもつフィルタを設計し、適用した結果、得られた f - k ダイアグラムを図 4.12(d) に示す。図 4.7 に、これを逆二重フーリエ変換して t - x 領域に戻した後、必要なトレースのみを取り出した結果を示す。図より、図 4.3 で見られたチューブウェーブが除去されていることがわかる。

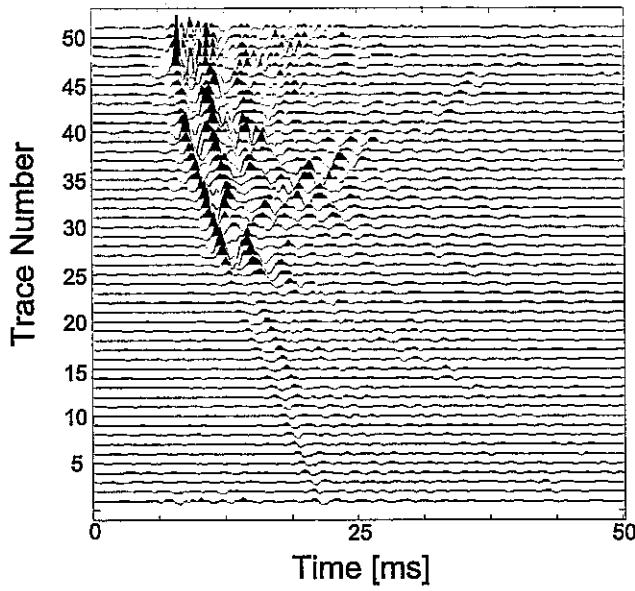


図 4.7: f-k フィルタ後の記録

4.3.3 振幅の 3D/2D 変換

実際には波動は 3 次元媒質中を伝播していくため、振幅が 3 次元的に減衰する。今回の解析では、波動場モデリングを 2 次元で行うため、データの振幅値を補正する必要がある。

媒質の速度が一定であると仮定すれば、波動の振幅は幾何学的な発散現象によって時間 t とともに 3 次元において $1/t$ 、2 次元においては $1/\sqrt{t}$ に減衰する。そこで、最も簡単な振幅値の補正方法として、観測データの振幅値を \sqrt{t} 倍する処理を施した。ただし、調査領域内の速度変化が大きい場合にはこの方法では振幅の補正が十分ではない。また、非弾性的な減衰は考慮していない。

4.3.4 時間ウィンドウ処理

FWI 解析では観測波形のすべてをデータとして用いることによって、精度および分解能の高い結果を得ることを目的としている。しかし、実データにはこれまでの前処理を施しても、なおさまざまな種類の波動やさまざまな要因によって生じた波形変化が含まれている。実際、非常に精密で複雑な速度構造モデルを与えたとしても、音響波動方程式を用いた波動場モデリングで得られた波形は観測波形と必ずしも一致しないのが通常である。このような波動場モデリングでは十分に表現できない波動や波形変化は、インバージョンに

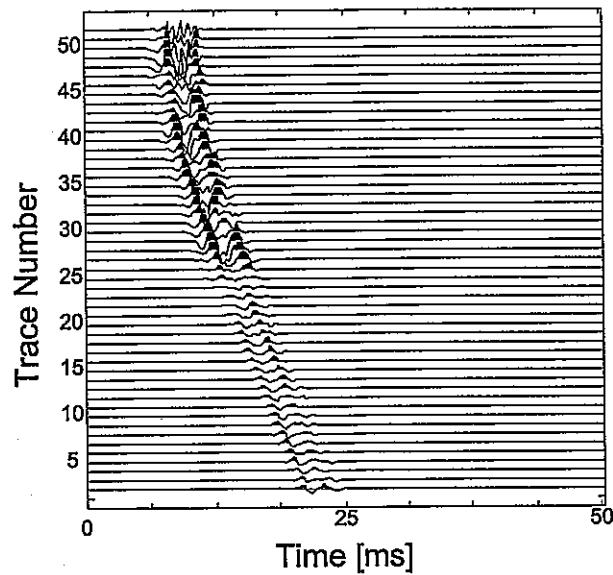


図 4.8: 時間 ウィンドウ 处理後の記録

において誤差関数が収束しない大きな原因の一つになると予想される。また、このような影響は P 波初動近傍よりも後続波形により大きいと考えられる。

これらの影響を軽減するために、観測データに対し時間 ウィンドウを施し [14]、インバージョンに際しては初動近傍の波形に着目して FWI 解析を行うことにした。具体的には、観測波形の初動走時を読みとり、初動前 1.875 ms (サンプル数 15 個) から、初動後 4.375 ms (サンプル数 35 個) にかけてサンプル数 50 個の長さの時間 ウィンドウを設け、ウィンドウ外にあるすべてのデータをミュートした。ウィンドウ内のデータの初端と終端には次式に示す Hanning window を適用し、ミュートによって不連続点が生じないようにした。

$$W = 0.5 + 0.5 \cos\left(\frac{\pi t}{T}\right), \quad |t| \leq T \quad (4.3)$$

データに時間 ウィンドウを施すことにより、データの S/N 比の向上が期待できる。また、音響波動方程式では扱うことができない S 波や 3 次元的な散乱波、ノイズその他の波動を除去することができる。

4.3.5 観測波形の振幅値の正規化

計算機による波動場モデリングで得られた理論波形と実際に現地において電圧値として観測された観測波形とを比較するためには、何らかの正規化処理により両者の振幅を合わせる必要がある。実データには以下のような特徴がある。

- 震源・受振点近傍の局所的な異常の影響を受けやすい。
- 発震ごとの震源波形の振幅値および波形が未知である。
- 震源・受振器に指向性がある。

そこで、以下のような正規化方法を考案し、数値シミュレーションによってその効果について検討した。

- (a) 観測波形および理論波形とも各トレースごとに最大振幅値で正規化する方法
- (b) 同一深度における震源と受振器との組み合わせで得られたトレースに正規化を施し、観測波形、理論波形ともそれぞれのトレースの相対振幅を保存する方法

複雑な速度構造を持つ速度モデルを用いて FWI 解析の数値シミュレーションを実施し、解析結果および RMS 誤差および誤差関数を評価した。結果は省略するが、(b) のトレース間の相対振幅を保存した場合の方が精度のよい結果が得られることが明らかとなった。

しかし、実データに適用した場合、この方法では誤差関数が収束しない場合が生じた。これは、実データでは深度オフセットが大きい場合に観測波形の振幅の減衰が大きく、単に観測波形および理論波形の相対振幅を保存しただけでは深度オフセットの大きなトレースでの振幅の誤差が大きいためであった。その原因として、観測波形の振幅には非弾性の影響による減衰が含まれており、また、震源・受振器に指向性があるが、理論波形にはこれらの影響が含まれていないことが考えられる。そこで、以下の方法について検討した。

- (c) 観測波形の振幅を波動の伝播経路（震源・受振点を結ぶ直線で近似する）の水平方向との角度に対してプロットし、そこから指向性および減衰の影響を含んだ振幅補正曲線を求め、理論波形の振幅を補正する方法
- (d) 各発震データに対し、理論波形の振幅値を観測波形の振幅値でスケーリングする方法
- (e) の振幅補正曲線を用いる方法ではすべてのデータを用いて平均的な振幅変化の傾向が得られるため、データに混入したノイズや震源・受振点近傍の局所的な影響が解析に影響することを避けることができる。しかし、実際にはプロットがかなりばらついたため、得ら

れた振幅補正曲線を用いて補正したデータでは十分な収束は得られなかった。(d) の観測波形の振幅でスケーリングする方法はノイズや局所的な影響を受ける危険性はあるが、観測波形と理論波形の残差を可能な限り小さくしインバージョンの反復計算を進行させるという観点からは最適である。また、震源波形インバージョン(SWI)を行うことにより、震源に起因する局所的な影響は震源波形に吸収できると考えられる。

図4.9に(b)の相対振幅値を保存する正規化を行った場合の観測波形、理論波形とそれらの最大振幅値および誤差波形を示す。また、図4.10に(d)の観測波形の振幅でスケーリングする正規化を行った場合の観測波形、理論波形とそれらの最大振幅値および誤差波形を示す。両者を比較すると、後者は深度オフセットの大きなトレースでの誤差が非常に小さくなっていることがわかる。この正規化方法を用いて FWI 解析を行ったところ、誤差関数の値は反復計算ごとに収束に向かった。したがって、本解析では観測波形の振幅でスケーリングする方法を採用した。

4.4 初期モデルの作成

4.4.1 震源波形の抽出

FWI 解析に用いる震源波形の初期値は、前処理を施した観測データの初動の近傍の波形から推定する。初動近傍の波形は主に震源から受振器へ直接到達する P 波で構成されており、震源の特性を保っていると考えられるためである。図4.11に震源波形の抽出方法を示す。

- まず、各発震記録において初動 P 波の走時を揃える。
- 得られた記録を目視によって観察し、異常がないと判断された波形のみをスタックする。
- 各発震記録ごとに得られた波形をすべての発震についてスタックし、平均的な震源波形を抽出する。

この処理により、データに含まれるランダムなノイズ成分や局所的な異常の影響は相殺されて弱まり、同一時間に現れる震源波形は重合されて強まるため、S/N 比の向上した平均的な震源波形を得ることができる。

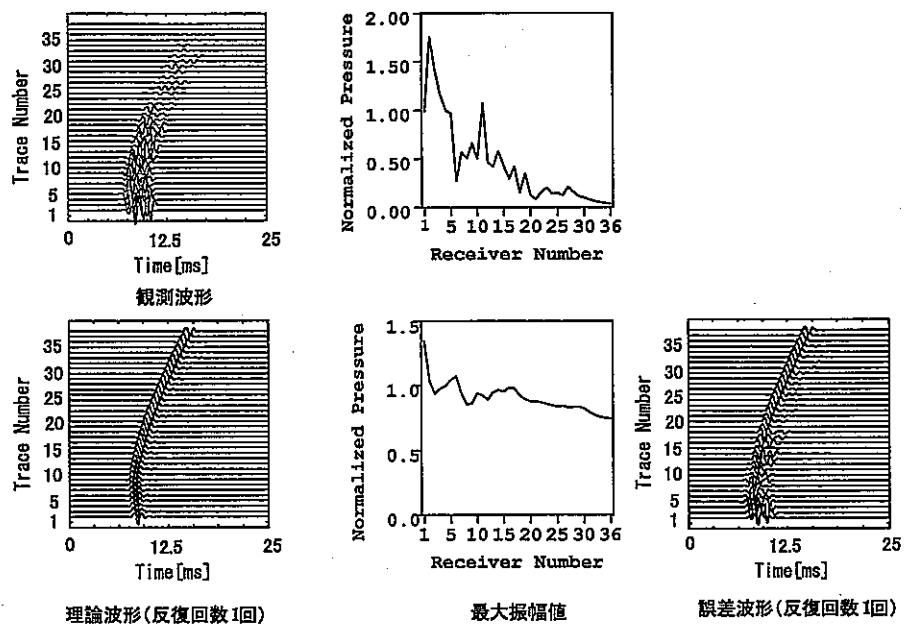


図 4.9: 相対振幅値を保存した場合の観測波形および理論波形と最大振幅値

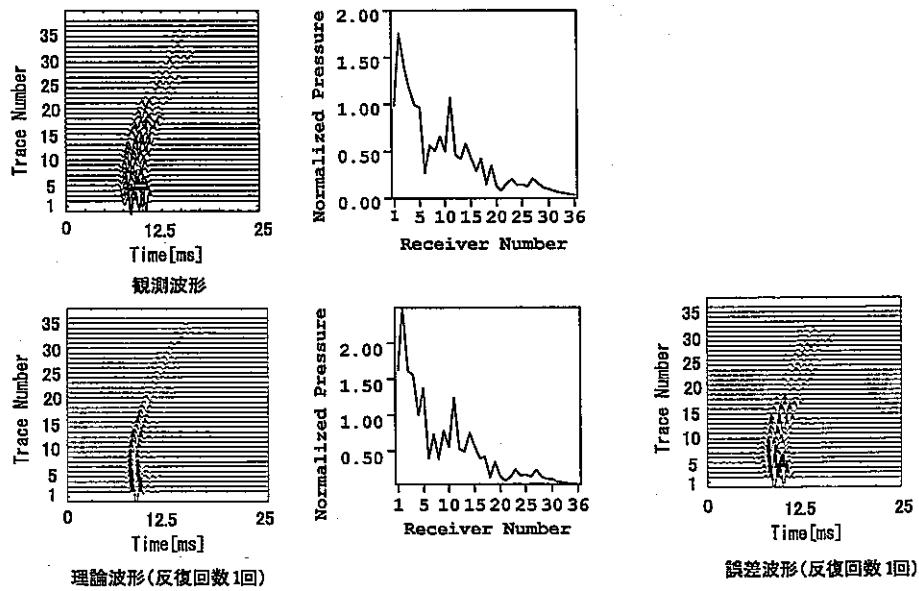


図 4.10: スケーリングを施した場合の観測波形および理論波形と最大振幅値

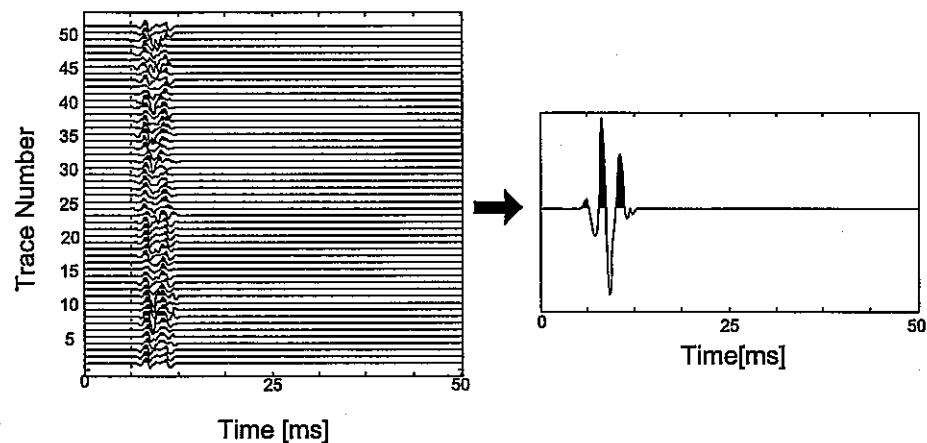


図 4.11: 震源波形の抽出

4.4.2 速度分布の初期モデル

FWI 解析に用いる速度分布の初期モデルは以下の方法で作成した。

- 同一深度（深度オフセット 0m）の震源・受振点の組で観測されたデータの初動走時を読みとる。
- 震源・受振点間の距離を初動走時で除して各深度（深度間隔 2 m）における平均速度を求める。
- 深度方向に線形補間によって内挿し、1 次元速度構造を作成する。

図 4.13 に上記の手順で作成した初期モデルを区間ごとに示す。

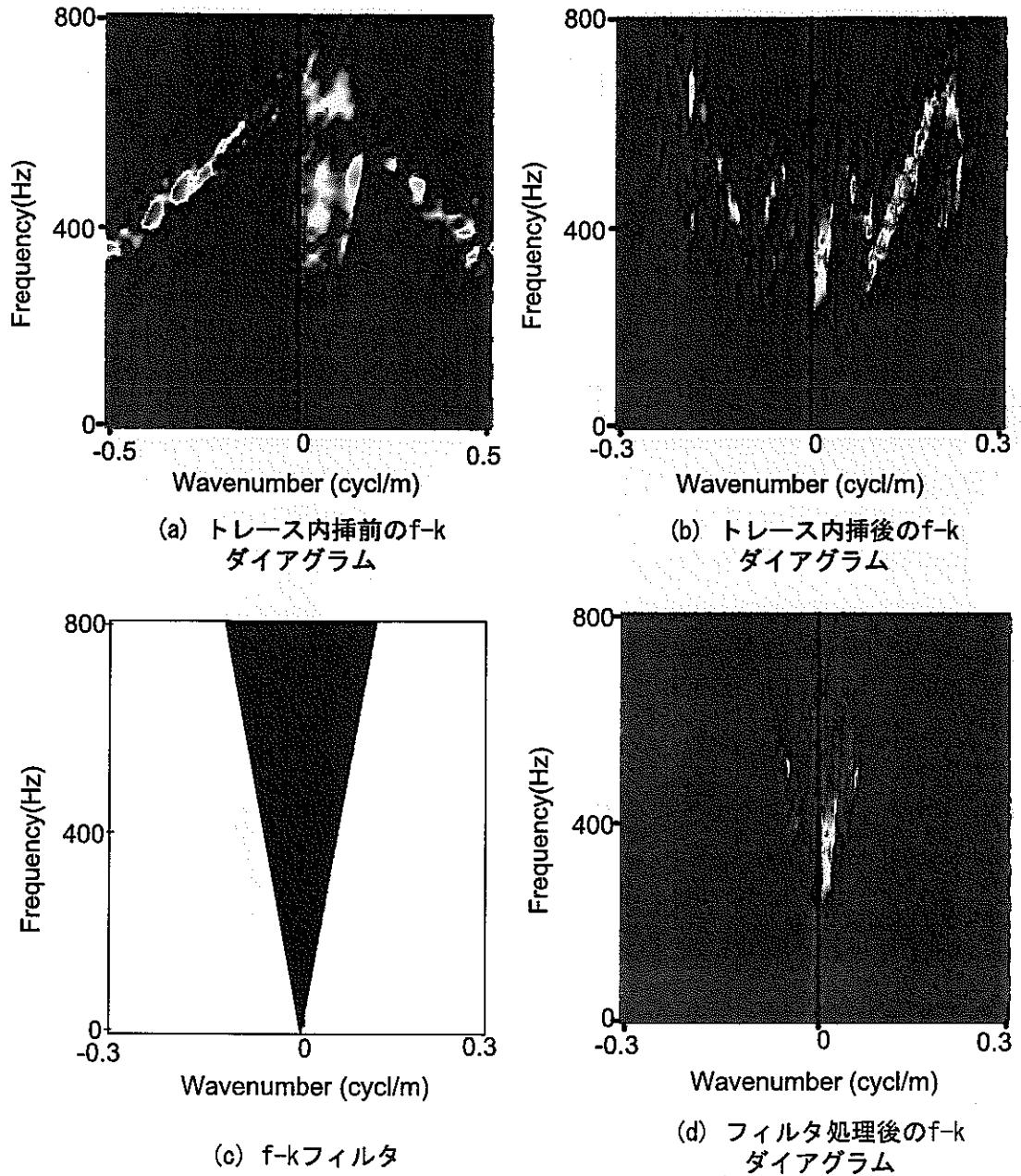


図 4.12: f-k フィルタによるチューブウェーブの除去

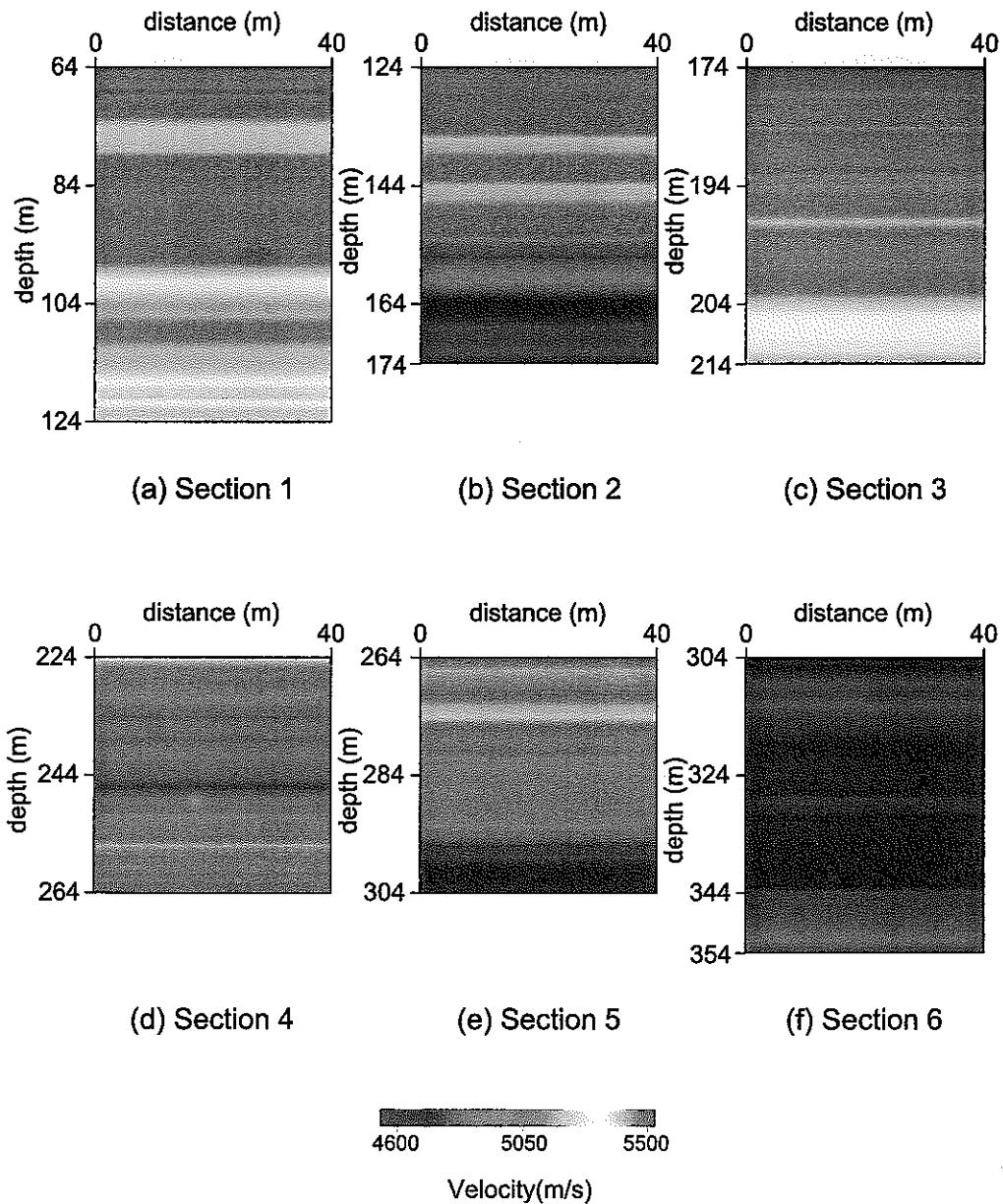


図 4.13: 初期モデル

5 フルウェーブ・インバージョン解析の実データへの適用

5.1 FWI 解析のための諸設定

前章で述べたデータ前処理を施した実データに FWI 解析を適用し、速度構造を求めた。ここでは、ここまで触れていなかった実データの解析を行う際に必要な諸パラメータ設定について説明するとともに、解析手順の要点についてまとめる。

解析は表 4.1 に示したように調査領域全体を 6 つに分けた区間ごとに行った。

そのうち、一例として区間 1（深度 64 m ~ 134 m）の解析について次節で詳述する。表 5.1 に区間 1 の FWI 解析の諸設定をまとめた。計算領域として水平方向 47.5 m、鉛直方向 80 m の領域を設けた。解析を行った領域はそのうち水平方向 33 m、鉛直方向 70 m の領域である。FWI 解析においては震源・受振点が特異点となり速度値が発散することがある。そこで、解析領域に震源・受振点が含まれないように、解析領域を 2 本の孔のわずかに（3 グリッド）内側に設けることによりこの影響を避けた。速度構造を求める解析平面は各区間ごとに、発震点・受振点の座標から最小二乗法を用いて得られた最小二乗平面とし、この平面に発震点・受振点の座標を投影した。

差分法による波動場モデリングに際しては、安定条件を満足し、かつ、グリッド分散が生じないようにグリッド間隔およびサンプリング間隔を設定する必要がある。スペクトル解析で得られた周波数の上限が約 2000 Hz であり、予想される P 波速度が 5000 m/s 以上であるから、波長は約 3 m 程度と推定された。したがって、グリッド分散を生じないために必要なグリッド間隔を $\Delta x = \Delta z = 0.25$ m とした。さらに、(2.49) 式に示した安定条件よりサンプリング間隔を 0.03125 ms とした。

ここで、実データのサンプリング間隔は 0.125 ms であり、両者のサンプリング間隔が一致しない。そこで、モデリングの際にはサンプリング間隔を 0.03125 ms とし、得られた理論波形をサンプリング間隔 0.125 ms にダウン・サンプリングして観測波形のサンプリング間隔と一致させて誤差波形を計算した。誤差波形は逆伝播の際にモデリング・プログラムに入力するため、サンプリング間隔 0.03125 ms に再サンプリングした。解析に用いたデータの記録時間は 25 ms であるから、モデリングの時間ステップは 800 回となる。データの内挿には sinc 関数を用いた [33]。

FWI 解析は速度構造の初期モデルの影響を受けやすいことが指摘されており [21]、初期モデルの影響を受けた結果を解析結果として採用する危険がある。そこで、速度構造の初

表 5.1: 区間 1 の解析に用いた諸パラメータ設定

観測データ	
解析深度	64 m ~ 134 m (70 m)
発震点数	36
受振点数	36
サンプリング間隔	0.125 ms
記録長	25 ms (200 サンプル)
モデリング	
グリッド間隔	0.25 m ($\Delta x = \Delta z$)
サンプリング間隔	0.03125 ms
計算領域	47.5 m × 80 m (190 グリッド × 320 グリッド)
解析領域	33 m × 70 m (132 グリッド × 280 グリッド)
インバージョン	
初期速度構造	平均速度の 1 次元モデルおよび均質モデル
初期震源波形	初動波形の重合により作成
反復回数	最大 9 回

期モデルとして水平方向の平均速度から作成した 1 次元速度構造モデルに加え、全体の平均速度である速度 5000 m/s の均質モデルについても検討した。初期震源波形は初動波形の重合により作成した。

今回の解析では計算時間の制約上、最大反復計算回数は 9 回とした。計算には京都大学大型計算機センターのベクトル並列計算機 VPP800/63 を使用した。ただし、特に並列化、ベクトル化の機能は利用しておらず、1 CPU のみを使用した。計算に要した時間は速度構造解析（操作 1 あるいは操作 3）の反復 9 回の計算で約 1 時間 50 分であった。

5.2 区間 1 のデータの FWI 解析

5.2.1 FWI による速度構造の解析（操作 1）

速度構造の初期モデルとして 1 次元速度構造モデル、震源波形に観測波形から推定した波形を用いて解析を行った。図 5.1 に反復計算にともなう誤差関数および速度修正量の最大値の変化を示す。また、図 5.4 に FWI 解析の結果得られた速度構造を示す。誤差関数の値は反復計算が進むにつれて減少しており、解が収束に向かっていることがわかる。一

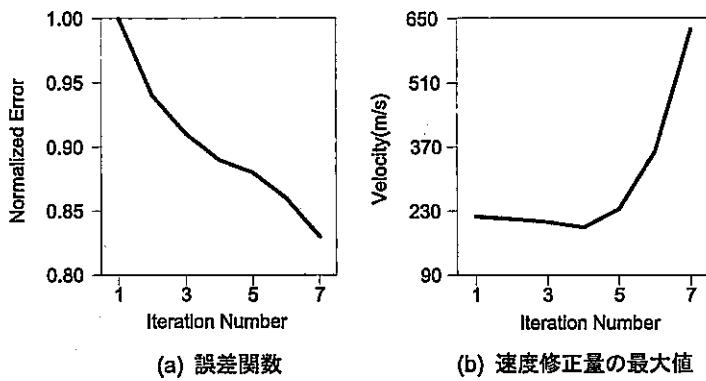


図 5.1: 誤差関数と速度修正量の最大値の変化（操作 1）

方、速度修正量の最大値は反復回数 4 回までは減少し、その後は増加し続ける。これは偽像が発生し成長していることを意味する。解析結果の図からも反復回数 8 回の結果では一部に高速度の領域が存在し、速度コントラストが大きいことがわかる。したがって、誤差関数および速度の最大修正量の両方を考慮し、反復回数 4 回で得られた速度構造を最適な速度構造とした。

なお、均質な速度の初期モデルを用いた場合には、誤差関数および速度修正量の挙動および解析結果は 1 次元速度構造の初期モデルを用いた場合と同様の傾向が見られた。異なる初期モデルを用いてもよく似た結果が得られることから、本解析で得られた FWI 解析の結果の信頼性は高いと考えられる。

5.2.2 SWI による震源波形の推定（操作 2）

操作 1において FWI 解析によって得られた速度構造を用い、初期震源波形に SWI を施した。各震源波形のインバージョンは独立であるので、SWI により 36 個の発震点のそれぞれの震源波形が得られる。SWI の反復回数は各震源について最大 100 回までとし、誤差関数が減少から増加に転じた場合に計算をストップさせた。そして、誤差関数および振幅修正量の最大値が共に最小となる波形を最適な震源波形として採用した。図 5.2 に SWI 解析の結果得られた震源波形を示す。

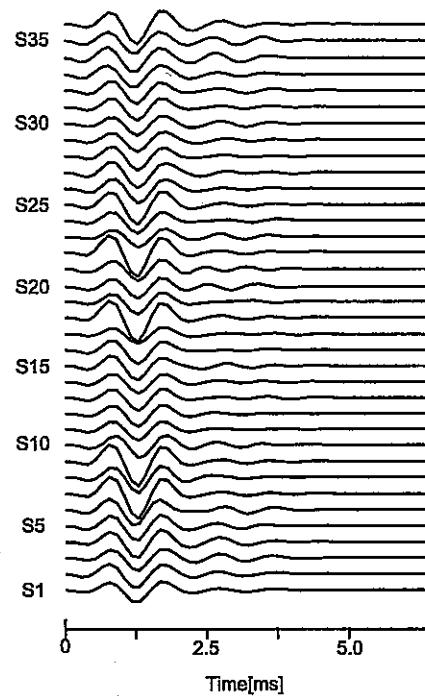


図 5.2: SWI で得られた震源波形

5.2.3 FWI による速度構造の解析（操作 3）

操作 2 で得られた震源波形を用い、速度構造を再度初期モデルからスタートさせて FWI 解析を行い最終的な速度構造を求めた。

図 5.3 に反復計算にともなう誤差関数および速度修正量の最大値の変化を示す。また、図 5.5 に FWI 解析の結果得られた速度構造を示す。誤差関数の値は反復計算が進むにしたがって減少しており、解が収束に向かっていることがわかる。一方、速度修正量の最大値は反復計算を通じて小さい値にとどまっていることがわかる。これは速度構造の修正が穏やかに進んでいることを意味すると考えられる。解析の結果得られた速度構造を見る限り、図 5.4 に示した SWI を行う前の速度構造とほとんど違いがないように見える。しかし、図 5.3 に示した速度修正量の最大値の変化から、SWI によって求められたより正確な震源波形を用いたことにより安定した解析を行うことができることが明らかとなった。誤差関数および速度の最大修正量の両方を考慮し、反復回数 8 回で得られた速度構造を最適な速度構造とした。

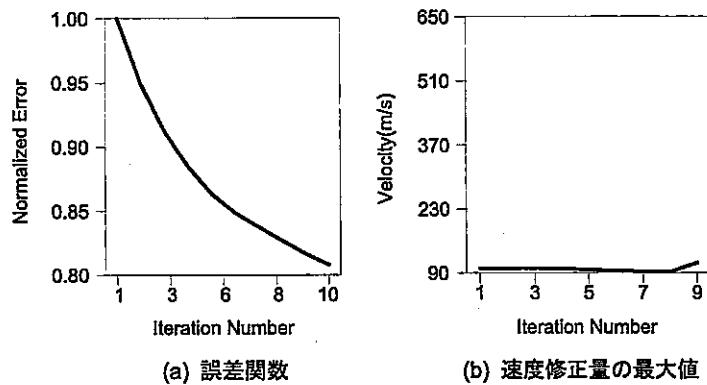


図 5.3: 誤差関数と速度修正量の最大値の変化（操作）

5.3 全区間のデータの FWI 解析

前節で述べた操作を合計 6 区間のデータに対して個別に行い、それぞれ速度構造を求めた。さらに、得られた各区間ごとの速度構造を接続し、最終的に深度 64 m から 354 m までの速度構造を得た。一般に孔間トモグラフィ解析においては、データ密度が十分でないため解析区間の上下端部の精度が低下することが知られている。解析の際に設けた各区間は隣接する上下の区間と 20 m ずつ重なりあっている。そこで、接続にあたっては、各区間の上下それぞれ 10 m 分を取り除いて接続した。接続の影響を滑らかにするための重みつけ平均などの処理は行っていない。

図 5.6 に全区間の速度構造を示す。調査領域内の P 波速度はおよそ 4600 ~ 5600 m/s の範囲に分布している。深度 160 ~ 170 m、240 m のあたりに低速度部分が見られ、深度 290 m 以深は全体に低速度となっている。深度 70 m、100 m、120 m、220 m に高速度部分が見られる。区間 1 と区間 2 との接続箇所には速度の不一致があるが、その他の接続箇所では上下の区間の速度はよく連続している。全体に水平層構造に近い傾向が見られているが、これは、孔間トモグラフィ解析では波動の伝搬経路が水平方向に偏在するため、鉛直方向の分解能が得られず水平層構造に近い構造が得られやすいことに加え、1 次元構造である初期モデルの影響も受けているためと考えられる。

5.4 既存の物理探査データとの比較および解釈

5.4.1 電磁トモグラフィ解析結果との比較

このサイトでは、連続波方式ボアホール・レーダーによる電磁波計測が行われており、深度 40 m ~ 180 m の区間において電磁波伝播速度のトモグラフィ解析が実施されている [34]。この領域は本解析における区間 1 にほぼ相当する。図 5.7 に、電磁トモグラフィ解析の結果得られた電磁波伝搬速度分布と P 波速度分布とを比較して示す。弾性波（P 波）と電磁波とで速度の値を比較することは必ずしも妥当ではなく、また、速度変化を生じる要因も必ずしも一致するわけではないが、速度変化の傾向を比較することは可能である。

電磁トモグラフィ解析結果では、深度 67 ~ 80 m、95 ~ 100 m に高速度部分が、深度 80 ~ 90 m、110 m 付近に低速度部分が見られる。深度 100 m 以浅ではこれらの速度分布は FWI 解析の結果得られた P 波速度分布とよく対応している。これらの速度変化の傾向は破碎帯、変質帯などの存在やコアの RQD 値とよく対応することが報告されている [34]。深度 100 m 以深については、コア解析の結果では、深度 110 m および 130 m に割れ目によるブロック化が存在するが比較的均質であることが報告されている。この事実は電磁トモグラフィ解析結果よりも FWI 解析結果の方によつてよく説明されると考えられる。

5.4.2 音波検層結果との比較

本研究で使用した AN-1 孔および AN-3 孔では、キャリパー検層、音波検層、電気検層、中性子検層などの検層データが得られている。ここでは、その中で同じ P 波速度情報である音波検層の結果と比較検討した。

図 5.8 に FWI 解析によって得られた速度分布と音波検層の結果を比較して示す。図中には、FWI 解析で得られた速度構造から孔に最も近い部分である左右の端の速度プロファイルを抽出し、音波検層の速度プロファイルと重ねて示した。解析領域の左右端は孔の位置と同一ではないこと、音波検層と孔間トモグラフィでは波動の周波数がまったく異なること、音波検層の結果は孔近傍の局所的な影響を強く受けるのに対し、トモグラフィ解析の結果は孔間の平均的な影響を受けることなどの理由から、両者の値を直接比べることは必ずしも適当ではないが、速度の相対的な変化などの傾向を見て取ることができる。

音波検層結果は深度方向の分解能がきわめて高く、急峻な速度変化をとらえることが可能であるのに対し、FWI 解析ではそこまでの分解能を得ることができない。その点を考慮

して図を見ると、FWI解析で得られた速度構造から求めた孔付近の速度分布の傾向は音波検層の速度分布の傾向と比較的よく一致していることがわかる。特に、AN-1孔の深度230m以深、一部を除くAN-3孔全体で速度の値もよく一致している。しかし、FWI解析で得られた速度分布は音波検層結果と比較して全体にコントラストが小さい。また、例えば、AN-1孔の深度80m、110m、225m、255m、AN-3孔の130m、220mに見られる低速度部分を再現できていない。AN-1孔の深度220m以浅では、FWI解析結果による速度値と音波検層結果による速度値とでは速度変化の傾向は比較的一致しているものの、速度値にずれが生じていることがわかる。

この原因としては以下の点が考えられる。この範囲では、音波検層の結果AN-1孔の方がAN-3孔よりも速度が小さくなってしまっており、コアのRQD値もAN-1孔の方が低めの値をとることから、AN-1孔とAN-3孔とでは地質が異なるか破碎や変質の状況が異なることが考えられる。ただし、これが孔近傍の局所的な変化であるか、構造上の変化であるかは検層データのみでは特定できない。一方、本FWI解析においては、波動の伝播経路が水平方向に偏在した孔間配置であること、初期モデルに1次元速度構造モデルを用いたことから、もし急傾斜の（縦型の）速度変化が存在したとしても、それを説明することは困難であると考えられる。

5.4.3 初動走時トモグラフィ解析結果との比較

図5.9に本FWI解析に用いたデータと同一のデータを使用して実施された初動走時トモグラフィ解析の結果[29]を示す。両者を比較すると、FWI解析の結果は走時トモグラフィ解析結果に比べて水平層構造の要素が強いことがわかる。これは、走時トモグラフィ解析ではすべてのデータを同時に用いて解析を行っているため、波線数が多く高角度の波線経路も多く含まれているのに対し、FWI解析では水平方向の波線経路が多いためであると考えられる。初動走時トモグラフィ解析結果の上下端、すなわち深度60m以浅および深度320m以深は明らかに孔間配置を用いたトモグラフィ解析に特有の偽像であると判断される。その部分を除けば、両者とも解析結果の速度は4600～5600m/sの範囲に分布している。また、速度変化の傾向は互いによく対応している。なお、AN-1孔における音波検層結果との不一致は走時トモグラフィ解析の結果にも生じていることから、今回使用した孔間弾性波データでは音波検層結果を説明することは困難であると考えられる。

本研究では、FWI解析と並行して走時トモグラフィ解析を一部実施した（詳細は付録Aを参照のこと）。図5.10に深度50～150mの区間の走時トモグラフィ解析の結果を区間1におけるFWI解析の結果と比較して示した。図より、両者の速度値はほぼ同じであるものの、走時トモグラフィ解析の結果は分解能が低いことがわかる。例えば、FWI解析では深度90m付近に低速度帯が見られるが、走時トモグラフィ解析の結果ではぼんやりと低速度領域の存在を示しているにすぎないことがわかる。この原因の一つとして、今回採用した走時トモグラフィ解析手法が非常に滑らかな速度分布を生成するということがあげられる。

先に示した走時トモグラフィ解析の結果と同様に、この解析によっても領域の上下端部に著しい高速度の偽像を生じた。その原因是、水平方向に近い伝播経路の平均速度が傾斜の大きい伝播経路の平均速度に比べ著しく大きいためであると考えられる。付録において詳細に検討しているが、この原因是走時データに起因していると考えられるので、走時トモグラフィ解析の結果の信頼性は必ずしも十分でないことも考えられる。

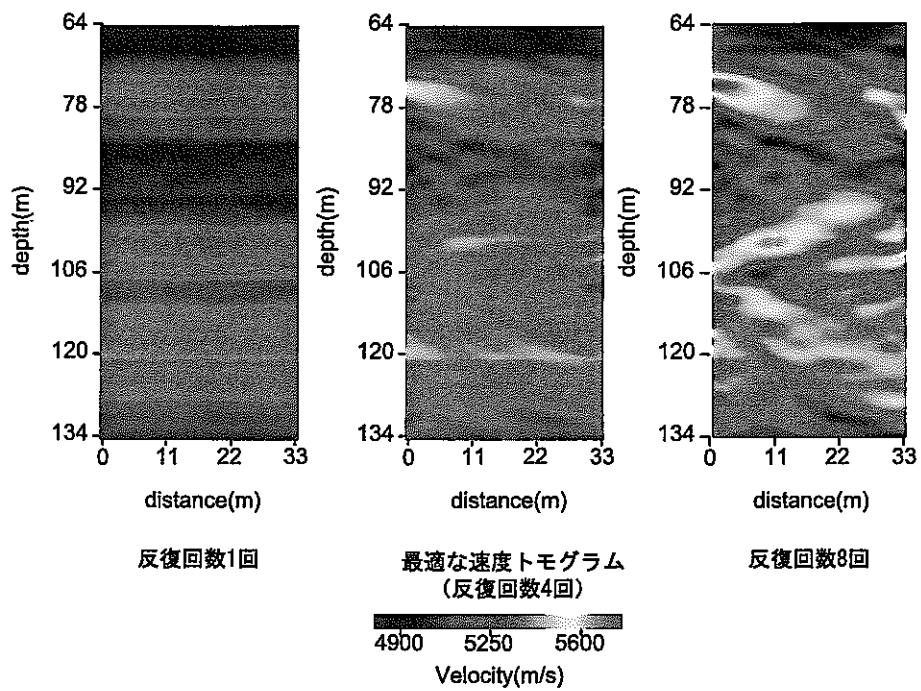


図 5.4: FWI 解析結果（操作 1）

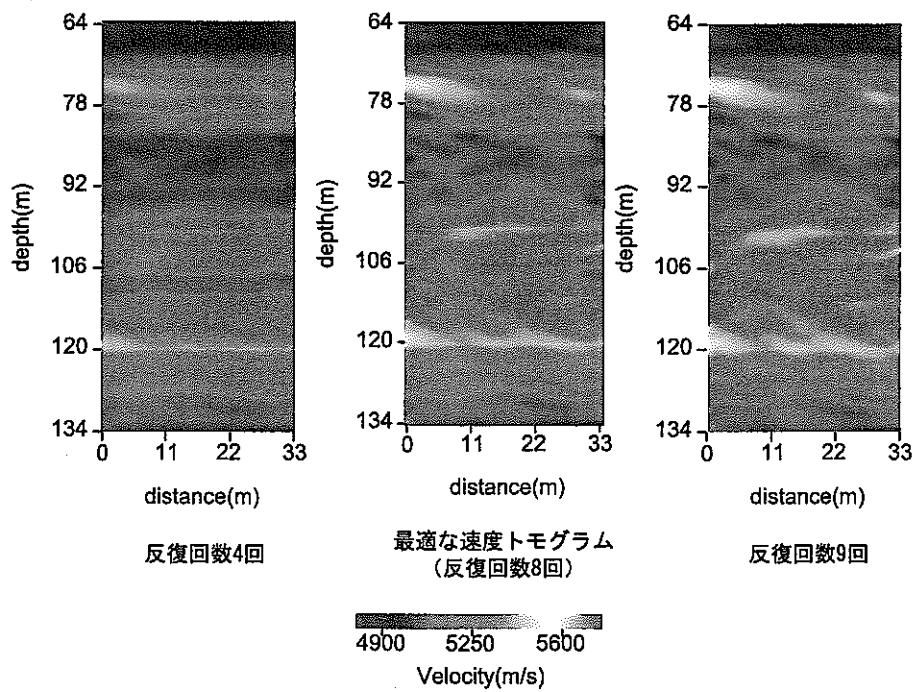


図 5.5: FWI 解析結果（操作 3）

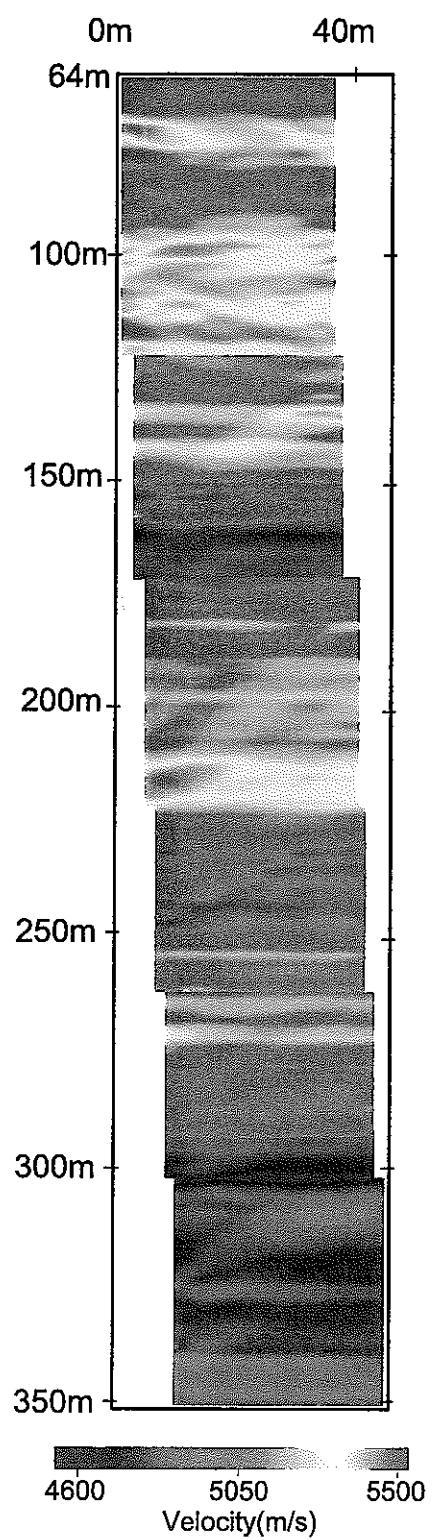


図 5.6: FWI 解析によって得られた全区間の速度構造

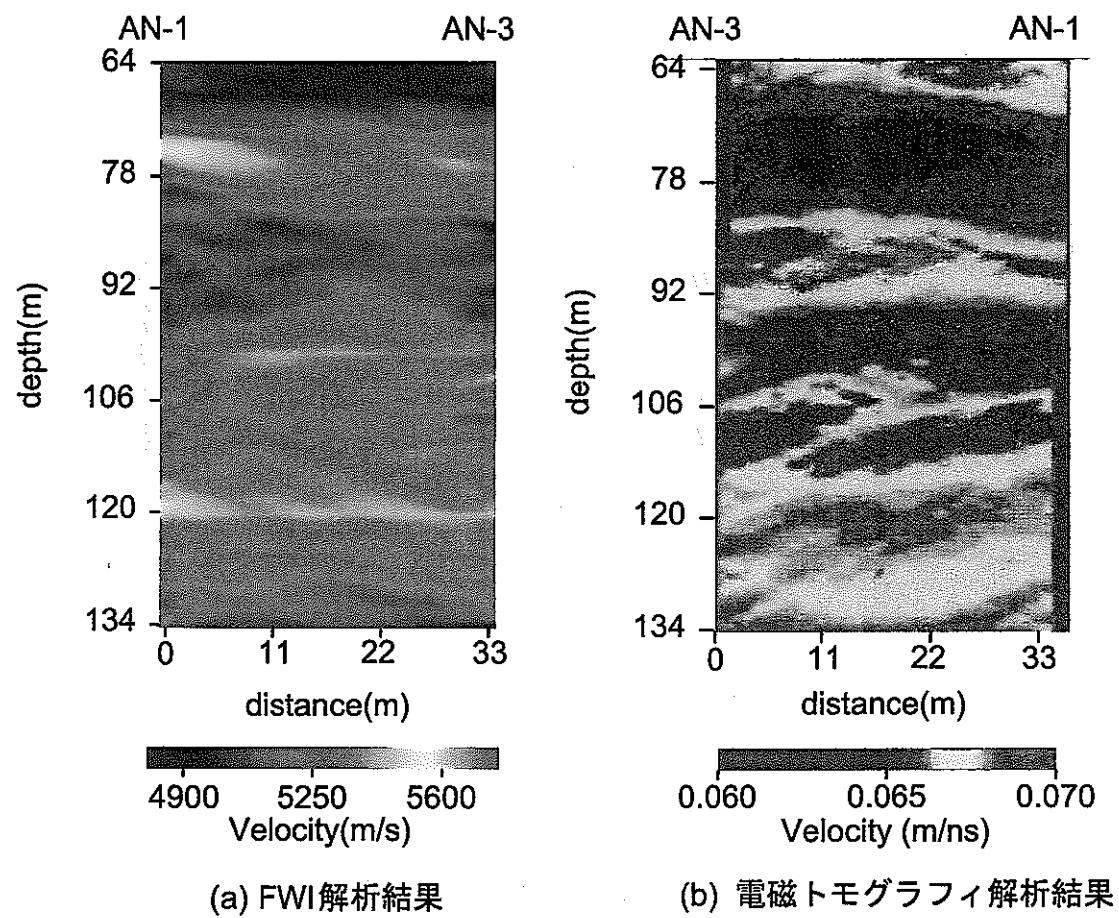


図 5.7: 電磁トモグラフィと FWI 解析結果との比較

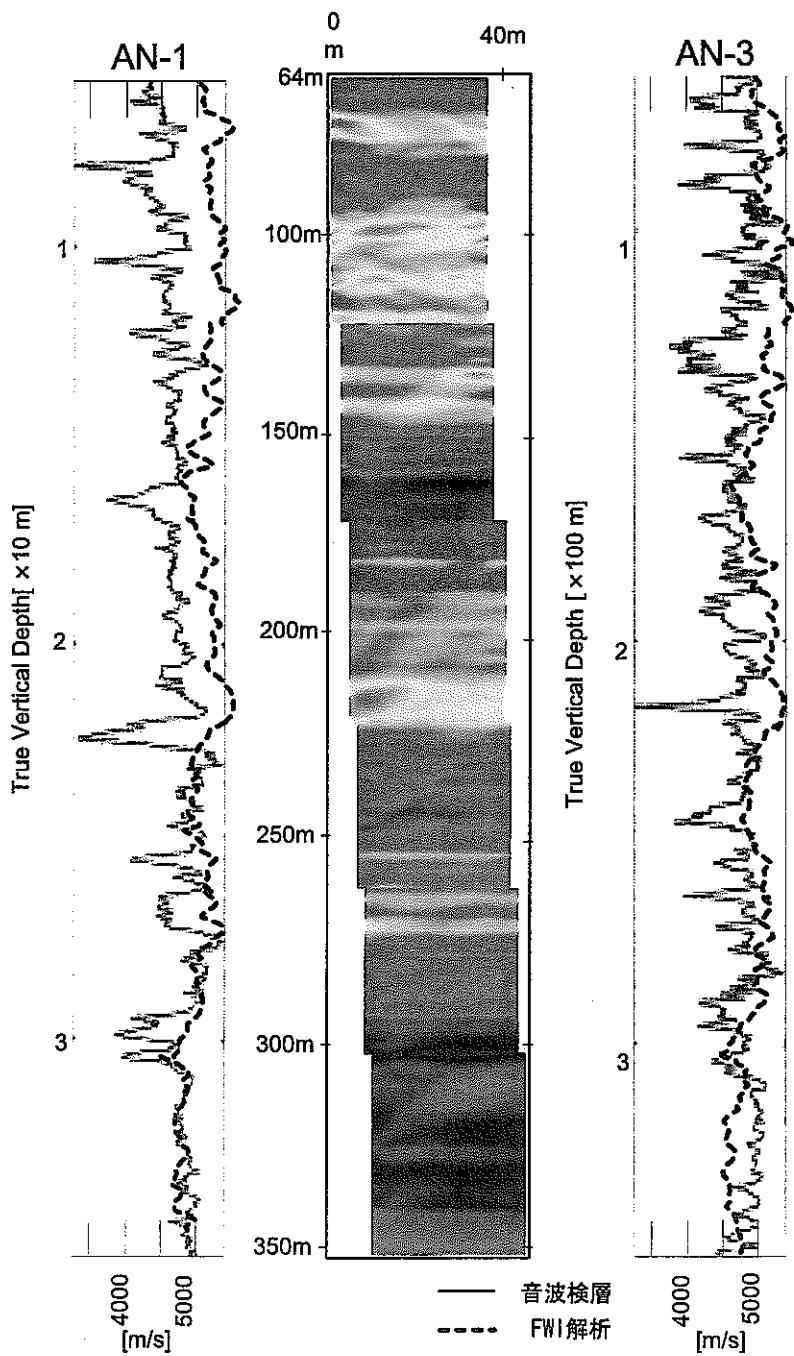


図 5.8: 音波検層結果との比較

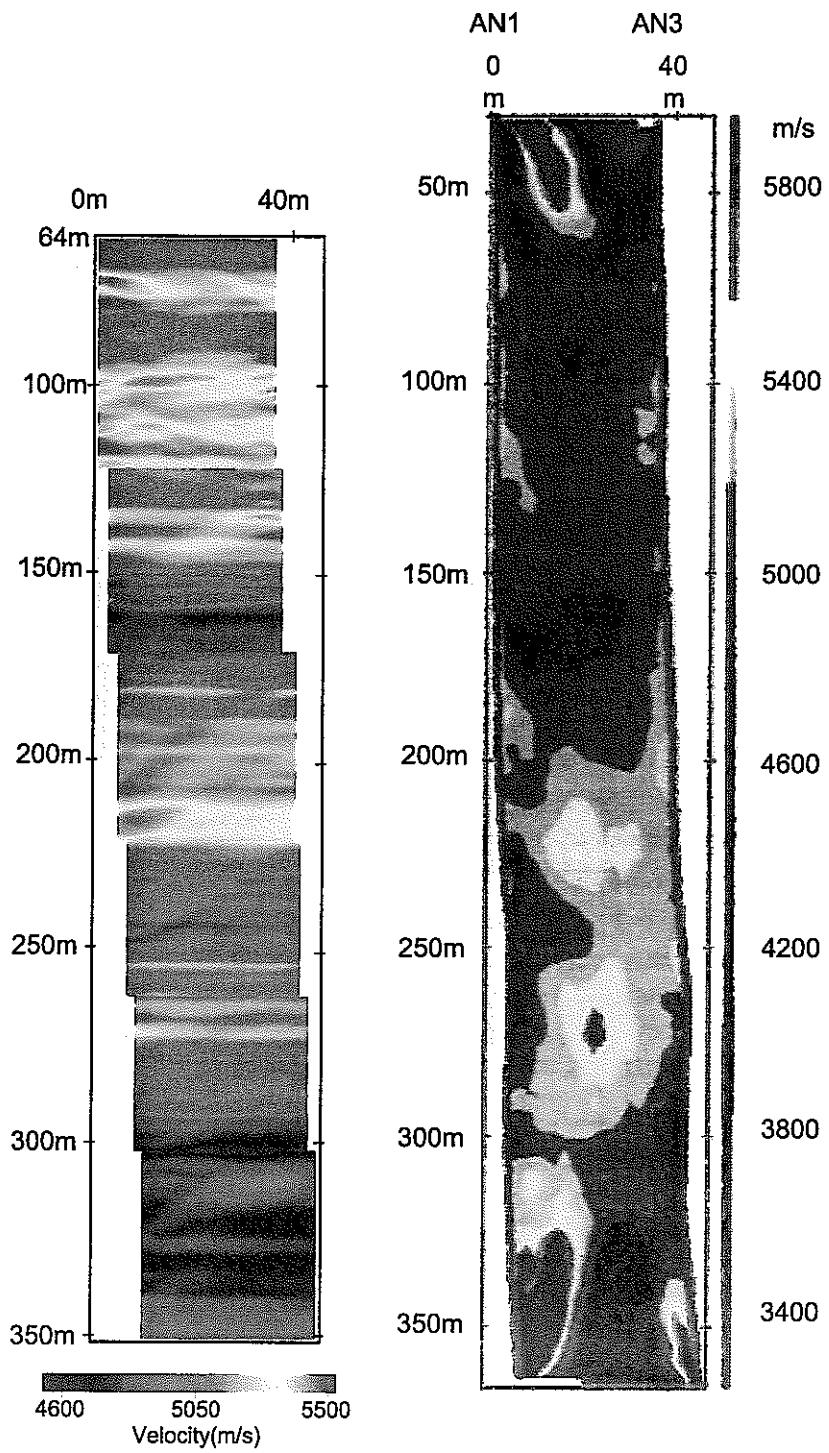
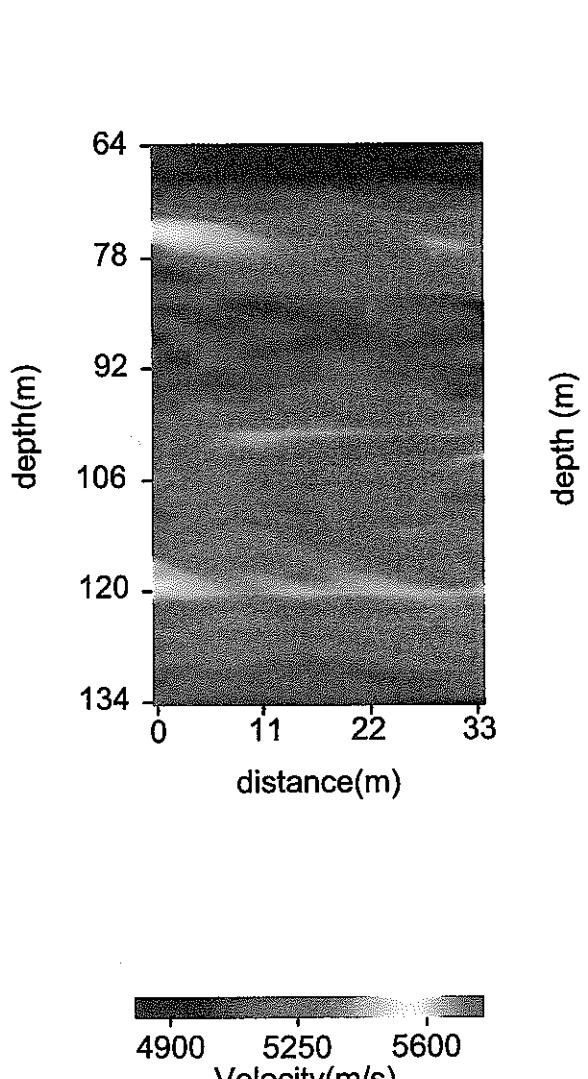
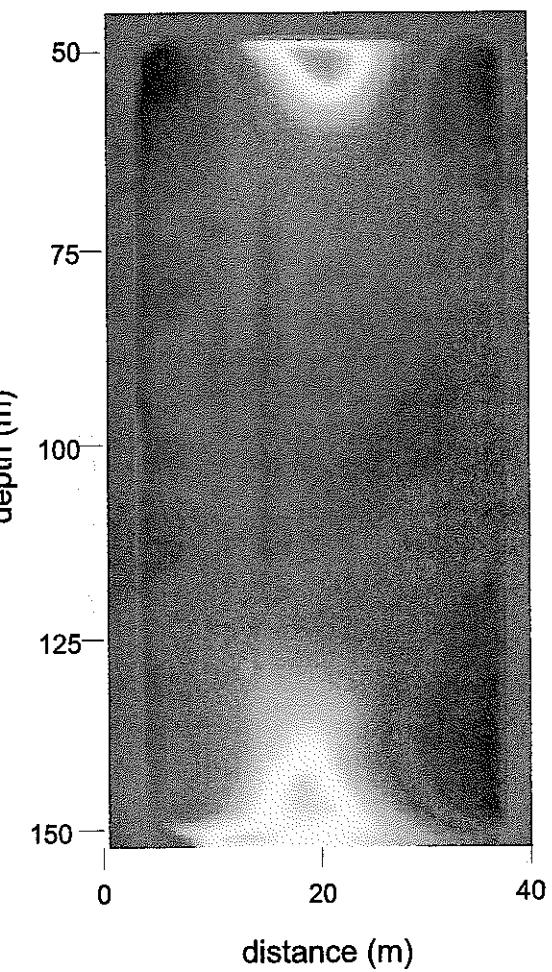


図 5.9: 初動走時トモグラフィ解析結果との比較(1)



(a) Full-wave inversion



(b) Traveltime tomography

図 5.10: 初動走時トモグラフィ解析結果との比較 (2)

6 結 論

本研究では、まず、音響波動方程式に基づくフルウェーブ・インバージョン（FWI）解析手法の実際の数値計算手法について検討し、解析ソフトウェアの最適化を行った。次に、FWI 解析の適用性について数値シミュレーションによって検討した結果、以下の結論を得た。

- FWI 解析には波長の 1/10 程度の層厚の薄層を検出し得る分解能を有する。
- 観測波形から推定した震源波形を元に SWI を適用することにより、正確な震源波形を推定することが可能である。
- FWT 解析における速度構造推定に SWI を併用することによって、より高精度な速度構造を再構成することが可能である。

次に、FWI 解析を実データへ適用するために必要な前処理手法について検討した。その結果、以下の結論を得た。

- フィルタ処理および時間ウィンドウを施すことにより、基礎方程式（本研究の場合は音響波動方程式）で表現し得ない波動の影響を除去することができる。
- 本解析では、正規化手法として観測波形の最大振幅値で理論波形の振幅値をスケーリングする手法が有効であった。
- 実データに適切な前処理を施すことにより、FWI の適用は十分可能である。

さらに、正馬様洞サイトにおける孔間トモグラフィ・データに対し FWI 解析を適用し、深度区間 300 m にわたる孔間の速度分布を得た。得られた速度分布を既存の物理探査データと比較し解釈した。その結果、以下の結論を得た。

- 区間 1 における電磁トモグラフィの結果と比較・検討した結果、RQD などから判断される岩盤状況と整合性があることが確認された。
- 音波検層の結果と比較し、速度変化の傾向に関しておおむね一致した結果を得た。しかし、音波検層に比べて分解能は劣っており、一部に両者の結果が一致しない区間があった。
- 走時トモグラフィの結果と比較した結果、速度分布の傾向に整合性が見られた。FWI 解析の結果は分解能は高いが、本解析の諸条件のため水平層構造的な速度構造となった。

本研究で検討したデータ前処理手法を用いて FWI 解析を実データに適用し、調査領域の速度構造を得ることができた。解析結果は他の物理探査データと比較して整合性がみられたが、また、その特徴も明らかとなった。岩盤内のフランクチャの解析、透水性の評価という目的に本手法を適用するには精度および信頼性は必ずしも十分であるとはいがたい。しかし、FWI 解析を実データに適用したケースは国内においてはこれがわずかに 2 例目であり、今後、本手法の信頼性向上をはかり、実用化を目指す上で貴重な成果と言えよう。

今後検討すべき課題としては以下の点があげられる。

- さらに大容量の計算能力を有する計算機を使用し、解析区間を広げることにより構造解析の信頼性を上げるとともに、データ密度を高くすることによって分解能向上をはかる。
- 速度構造が一様と見なせない場合、波動場シミュレーションを 2.5 次元あるいは 3 次元で行う。
- インバージョン計算の収束判定や誤差評価の定量的手法を確立する。
- 作業効率および精度の両面から検討し、震源・受振点を含む観測システムを確立する。

参考文献

第1章

- [1] Tarantola, A. (1984): Linearized inversion of seismic reflection data, *Geophys. Prosp.*, **32**, 998–1015.
- [2] Tarantola, A. (1984): Inversion of seismic reflection data in the acoustic approximation, *Geophysics*, **49**, 1259–1266.
- [3] Pica, A., Diet, J. P. and Tarantola, A. (1990): Nonlinear inversion of seismic reflection data in a laterally invariant medium, *Geophysics*, **55**, 284–292.
- [4] Pan, G. S., Phinney, R. A. and Odom, R. I. (1988): Full-waveform inversion of plane-wave seismograms in stratified acoustic media: Theory and feasibility, *Geophysics*, **53**, 21–31.
- [5] Kormendi, F. and Dietrich, M. (1991): Nonlinear waveform inversion of plane-wave seismograms in stratified elastic media, *Geophysics*, **56**, 664–674.
- [6] Mora, P. (1987): Nonlinear two-dimensional elastic inversion of multioffset seismic data, *Geophysics*, **52**, 1211–1228.
- [7] Mora, P. (1987): Elastic wave-field inversion of reflection and transmission data, *Geophysics*, **53**, 750–759.
- [8] Gauthier, O., Virieux, J. and Tarantola, A. (1986): Two-dimensional nonlinear inversion of seismic waveforms: Numerical results, *Geophysics*, **51**, 1387–1403.
- [9] Pratt, R. G. and Worthington, M. H. (1990): Inverse theory applied to multi-source cross-hole tomography, Part 1: Acoustic wave-equation method, *Geophys. Prosp.*, **38**, 287–310.
- [10] Pratt, R. G. (1990): Inverse theory applied to multi-source cross-hole tomography, Part 2: Elastic wave-equation method, *Geophys. Prosp.*, **38**, 311–329.
- [11] Song, Z. and Williamson, P. R. (1993): 2.5D full-wave crosshole inversion for velocity and attenuation in the frequency domain, 63rd Annual Mtg., SEG, Expanded Abstracts, 53–56.

- [12] Song, Z., Williamson, P. R. and Pratt, R. G. (1995): Frequency-domain acoustic-wave modeling and inversion of crosshole data: Part II—Inversion method, synthetic experiments and real-data results, *Geophysics*, **60**, 796–809.
- [13] Pratt, R. G. (1999): Seismic waveform inversion in frequency domain, Part1: Theory and verification in a physical scale model, *Geophysics*, **64**, 888–901.
- [14] Pratt, R. G. (1999): Seismic waveform inversion in frequency domain, Part2: Fault delineation in sediments using crosshole data, *Geophysics*, **64**, 902–914.
- [15] Luo, Y. and Schuster, G. (1991): Wave-equation traveltime inversion, *Geophysics*, **56**, 645–653.
- [16] Luo, Y. and Schuster, G. (1990): Wave-equation traveltime + waveform inversion, 60th Annual Mtg., SEG, Expanded Abstracts, **2**, 1223–1225.
- [17] Zhou, C., Cai, W., Luo, Y., Schuster, G. T. and Hassanzadeh, S. (1995): Acoustic wave-equation traveltime and waveform inversion of crosshole seismic data, *Geophysics*, **60**, 765–773.
- [18] Zhou, C., Schuster, G. T., Hassanzadeh, S. and Harris, J. M. (1997): Elastic wave equation traveltime and waveform inversion of crosswell data, *Geophysics*, **62**, 853–868.
- [19] 土家輝光 (1997): フルウェーブ・トモグラフィの解析法, *物理探査*, **50**, 444–459.
- [20] 土家輝光 (1997): フルウェーブ・トモグラフィの数値実験 (1)— V_p/V_s 分布の高精度推定—, *物理探査*, **50**, 460–476.
- [21] 渡辺俊樹, 上坂進一, 佐々宏一 (1997): 音響波動方程式に基づくフルウェーブ・インバージョンの数値実験 (1)—解析手法の評価—, *物理探査*, **50**, 208–218.
- [22] 上坂進一, 渡辺俊樹, 佐々宏一 (1997): 音響波動方程式に基づくフルウェーブ・インバージョンの数値実験 (2)—反射波を用いた解析—, *物理探査*, **50**, 219–228.
- [23] Watanabe, T., Uesaka, S. and Sassa, K. (1997): Full-waveform seismic tomography based on the acoustic and elastic wave-equation, Proc. of Intern. Sympo. on Environmental and Engineering Geophysics, 93–98.

第 2 章

- [24] 土家輝光 (1997): フルウェーブ・トモグラフィにおけるソース・インバージョン, 物理探査学会第 97 回学術講演会論文集, 75–78.
- [25] 高瀬嗣郎, 渡辺俊樹, 松岡俊文, 芦田譲 (1999): フルウェーブトモグラフィのためのデータ前処理に関する検討, 物理探査学会第 101 回学術講演会論文集, 165–168.
- [26] Kelly, K. R., Ward, R. W. Treitel, S. and Alford, R. M. (1976): Synthetic seismograms: A finite-difference approach, *Geophysics*, **41**, 2–27.
- [27] Reynolds, A. C. (1978): Boundary conditions for the numerical solution of wave propagation problems, *Geophysics*, **43**, 1099–1110.
- [28] Mitchell, A. R. and Griffith, D. F. (1980): The finite-difference method in partial differential equations, John Wiley and Sons, Ltd.

第 4 章

- [29] 篠原信男 (1999): 試錐孔内用震源（スパークー）の適用試験, 核燃料サイクル開発機構契約業務報告書, JNC TJ7420 99-006.
- [30] 藤内聰, 中嶋智, 山根一修 (1998): 試錐孔用スパークー震源の製作, 物理探査学会第 99 回学術講演会論文集, 51–55.
- [31] 土家輝光, 高橋亨, 石川博之, 武田智吉 (1999): フルウェーブ・トモグラフィによる実データ解析の試み, 物理探査学会第 100 回学術講演会論文集, 34–38.
- [32] 黒瀬能幸, 松島勇雄, 松尾俊彦 (1986): C 言語による科学技術計算サブルーチンライブラリ, 啓学出版, 149–163.
- [33] 南茂夫 (1986): 科学計測のための波形データ処理, CQ 出版社, 38–44.

第 5 章

- [34] 鈴木敬一, 林泰幸, 西山英一郎 (1998): 連続波レーダートモグラフィの適用試験, 動力炉・核燃料開発事業団契約業務報告書, PNC TJ7374 98-0002.

付録 A 初動走時トモグラフィ解析

本研究では、フルウェーブ・インバージョン解析と並行して初動走時を用いた走時トモグラフィ解析も一部区間において実施した。走時トモグラフィ解析を実施したのは深度 50m ~ 150m の区間であり、表 4.1 に示したフルウェーブ・インバージョン解析における区間 1 に相当する区間である。以下に走時トモグラフィ解析について述べる。

A.1 走時データの作成と検証

使用したデータは、深度 50m ~ 150m の間に 2m 間隔でそれぞれ 51 個ずつ配置された震源・受振点のデータである。震源・受振点配置の組み合わせは 2601 通りである。波形データから初動の到達時刻を目で読み取り、2601 個の初動走時データを作成した。

次に、初動の読み取りの検証とともに走時データの品質を検証した。図 A.1(a) に各震源・受振点の組み合わせで得られた初動走時を示す。この図は横軸に震源番号、縦軸に受振点番号をとって走時をカラー表示したものである。震源番号と受振点番号とが等しいデータが水平方向に伝播する最も伝播距離の小さいデータであり、そこから離れるにつれて伝播距離が大きくなる。図より隣接するデータ間で著しい走時のギャップや系統的な誤差が認められないことから、初動の読み取りが適切に行われていることが確認できる。なお、実際にはこの図を参照しながら初動の読み取りを数度やり直した。

図 A.1(b) に伝播距離と初動走時との関係を示す。伝播距離は震源・受振点間の距離で代用した。速度 v を一定とすると距離 x と走時 t との間には $v = xt$ の関係が成立する。図よりデータはほぼ一直線上に分布しており、両者の間には比例関係が存在しているように見える。しかし、これらのデータの回帰直線は原点を通らないことがわかる。この原因については後述する。

図 A.1(c) に平均速度を各震源・受振点の組み合わせでカラー表示して示す。震源番号と受振点番号が近い組み合わせに著しく速度が高いデータが存在することがわかる。そこで、速度が 5700 m/s を越えているデータは除去し、解析には使用しないことにした。

図 A.1(d) に伝播距離と平均速度との関係を示す。解析領域内に著しい速度変化がないと考えられる場合は、速度はほぼ一定となり横軸と平行な直線上に分布する。しかし、データはかなりばらついており、特に伝播距離の小さいデータで速度のばらつきが大きいことがわかる。

これらグラフからデータの品質を判断できるが、本データに関してはいくつか異常な点が見られた。すなわち、水平方向の伝播距離が短い波線経路のデータでは速度が高く、急傾斜の伝播距離が長い波線経路のデータでは速度が低いという点である。その原因として以下の要因が考えられる。

- 水平方向に主軸をもつ強い異方性が存在する。ただし、このような異方性は堆積層によくみられるものであり、本調査領域である花崗岩地域には必ずしも当てはまらない。また、異方性だけでは速度差は説明できないほど大きい。
- 距離減衰、非弾性減衰および震源・受振器の指向性などによって初動部分の波形の振幅が減衰したため、初動として検出されず、後続波を初動として読み取ったために見かけ上の走時遅れが発生している。
- 計測時にトリガーの遅れが生じている可能性がある。トリガー遅れが生じると走時が実際よりも小さくなるが、それが平均速度に及ぼす影響は伝播距離の小さいデータに著しい。したがって、伝播距離-速度分布のプロットにおいて、伝播距離の小さいデータの速度が著しく高くなり左上がりの曲線を描く。逆にトリガー進みが生じた場合は左下がりの曲線となる。

以上の要因のいずれによっても、本データの異常を説明しうる。発振点ごとに検討すると、走時のずれの程度がかなりばらつくことから、トリガーの異常があった可能性が否定できない。しかし、トリガーの遅れは報告されていない。これらの走時の異常を補正するデータがないことから、このデータを用いてトモグラフィ解析を行った。

A.2 走時トモグラフィ解析

解析には、フレネル・ボリュームを用いる方法[1, 2]を使用した。この方法は、有限の波動の周波数を考慮でき、かつ高速な計算が可能である。解析手順を概説すると以下のようになる。

- (a) 初期速度モデルを与える。
- (b) アイコナール方程式の差分解法によって初動走時場を計算する。
- (c) 波動の相反定理を用いて、波動のフレネル・ボリュームを導く。
- (d) 重み係数を定義してフレネル・ボリュームを表現する。
- (e) フレネル・ボリュームに含まれる領域の速度を反復修正する。

解析領域は $35\text{ m} \times 100\text{ m}$ の領域である。計算領域は解析領域よりも上下左右に 5 m ずつ広げ、 $45\text{ m} \times 110\text{ m}$ に設定した。格子間隔は 0.5 m とした。

初期モデルにはフルウェーブ・インバージョン解析と同じ初期モデルを用いた。すなわち、水平方向の走時データから求めた平均スローネスを深度方向に内挿して作成した。スペクトル解析の結果、 $600\text{ Hz} \sim 1400\text{ Hz}$ の周波数が卓越していることがわかった。そこで解析周波数は 1 kHz とした。

反復回数は 10 回までとした。解析の結果、走時残差は減少し続け、解は収束したと見なすことができた。解析の結果得られた速度構造は図 5.10 に示した。

参考文献

- [1] 藤本正道・渡辺俊樹・芦田 譲・佐々宏一 (1997): 弹性波トモグラフィにおける周波数と分解能の関係, 物理探査学会第 96 回(平成 9 年度春季)学術講演会講演論文集, 157-160.
- [2] Watanabe, T., Fujimoto, M. and Ashida, Y. (1998): Seismic tomography by use of Fresnel volumes, Proc. of the 4th SEGJ Intern. Sympo. —Fracture Imaging—, 123-128.

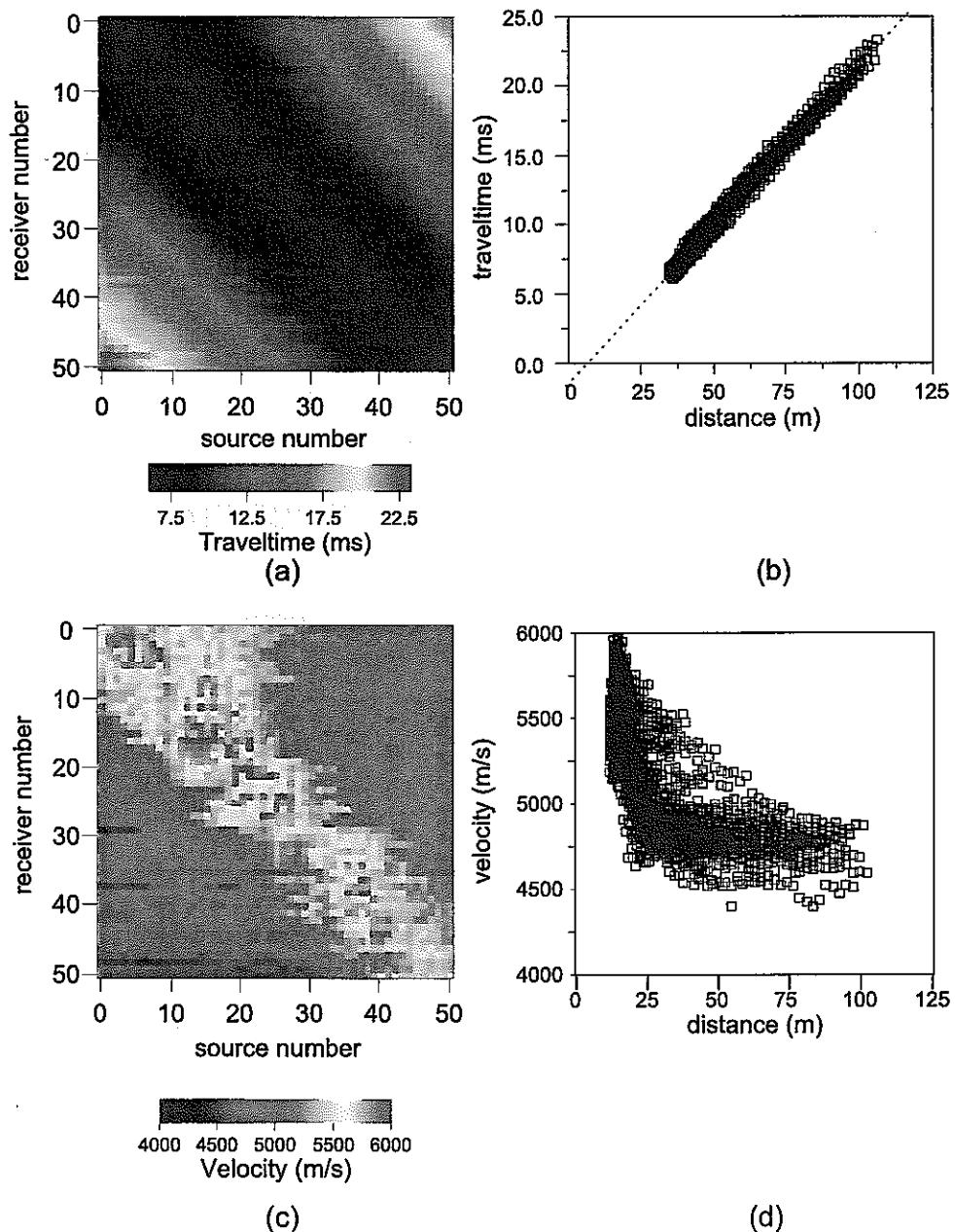


図 A.1: 初動走時データの検証 (a) 初動走時の分布 (b) 伝播距離と初動走時との関係 (c) 平均速度の分布 (d) 伝播距離と平均速度との関係