

第4章 予測型デコンボリューション のバイプロサイスデータへの適用

4.1 予測型デコンボリューション

Peacock と Treitel (1969) によって開発された予測型デコンボリューション処理は、今まで反射法地震探査データ処理において数多く使用されて来た。予測型デコンボリューション処理の原理によれば、予測距離が1の場合には、予測型デコンボリューション処理は Robinson によって開発されたホワイトニングデコンボリューション処理と一致する。予測距離が1より大きい時には、予測距離の値によってデコンボリューション処理の結果の分解能をコントロールできる可能性がある。実際 Peacock と Treitel (1969) はこの予測距離を指定することによって、結果の分解能のコントロールができる可能性に触れている。しかしながら彼らはデコンボリューションの出力の波形が予測距離によってどう変化するかについて具体的に示すことはできなかった。

本論文では予測型デコンボリューション処理について理論的に考察を加え、処理出力の波形の形状を表す理論式を導く (Ulrych and Matsuoka, 1991)。ここで用いた考察のアプローチは、予測演算子に対する逐次的な関係式から出発する。この関係式は既に Ulrych et al. (1973) に示されている。ここではこの関係式を拡張し予測誤差演算子の逐次的な関係式を導く。そしてこの関係式を用いて実際のデコンボリューション処理の出力波形に対して考察を加える。また最終結果の導出の過程において、任意の多項式の逆を計算できる逐次的な方法を示す。

第2.5章で述べたように最小位相ではないウエーブレットに対しては、高分解能化処理は簡単には適用できない。一方経験的に予測型デコンボリューション処理は、最小位相ではないことがわかっているバイプロサイス震源のデータの多重反射の除去に効果があるとされてきた (Pollet et al. 1982)。しかしながらこの経験則の理論的な実証はまだなされていない。そのため予測型デコンボリューション処理は効果があるにもかかわらず、

ず、まったく別のアプローチがなされてきた。それはパイプロサイス震源をゼロ位相と考え、ゼロ位相を補正する位相補正法デコンボリューション (Ristow and Jurczyk, 1975, Bickel, 1982, Gibson and Lerner, 1984) と呼ばれる手法である。本論文では、予測型デコンボリューション処理の出力波形に対する理論式をもとに位相補正法デコンボリューション処理についても考察する。そして予測型デコンボリューションはある条件の下では、位相補正法デコンボリューション処理と同一であることを導く。その結果パイプロサイスデータにおける多重反射の除去に予測型デコンボリューションを適用する正当性を理論的に示す。さらに予測型デコンボリューション処理を実際のパイプロサイスデータへ適用し、分解能が向上することを示すと同時に、位相補正法処理の結果と比較し両者がほとんど一致していることを示す。

4. 2 予測演算子の逐次関係式

まず始めに、以下の議論で必要となる式の表現法を幾つか定義しておく。
サンプリングされたデータ x_t に対する Z 変換は次式で定義する。

$$\Sigma[x_t] = X(z) = \sum_t x_t z^t$$

次に予測距離が τ の予測演算子を考える。これを次のように書くことにする。

$$a^\tau = (a_1^\tau, a_2^\tau, \dots, a_p^\tau)^\tau$$

ここで T は転置を表し、p は予測演算子の次数 (長さ) を表すとする。この時予測誤差演算子は次のように書ける。

$$g^\tau = (1, 0, \dots, 0, g_1^\tau, g_2^\tau, \dots, g_p^\tau)^\tau$$

但しここで $g_i^\tau = -a_i^\tau$ とし、この式の中では $\tau - 1$ 個のゼロが存在する。この g^τ の Z 変換は以下のようになる。

$$\begin{aligned} G_\tau(z) &= 1 + z^\tau \sum_{i=1}^p g_i^\tau z^{i-1} \\ &= 1 - z^\tau A_\tau(z) \end{aligned}$$

ここで $A_\tau(z)$ は予測演算子

$$A_\tau(z) = \sum_{i=1}^p a_i^\tau z^{i-1}$$

の Z 変換になっている。

ここで問題としている予測誤差演算子の逐次的な表現式を導くのに 2 つのアプローチが考えられる。最初のアプローチに関しては簡単な例を用いて得られる関係式を示す。一方 2 つ目のアプローチでは理論的にも詳しく

考察し、一般化された表現式を導く。このために予測距離が τ の時と 1 の時の各々の予測演算子 a^τ と a^1 の間にある逐次的な関係式を基本的な道具として使う。これらの逐次的な関係式は、予測距離と演算子の長さの関係によって以下の2つの場合に分けられる。

(a) 予測距離が予測演算子長に等しいかまたは小さい場合 ($2 \leq \tau \leq p$)

$$a^\tau = a_1^1 a^{\tau-1} + a_2^1 a^{\tau-2} + \dots + a_{\tau-1}^1 a^1$$

$$+ a_\tau^1 \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ \vdots \\ \vdots \\ 0 \end{bmatrix} + \dots + a_p^1 \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ \vdots \\ 1 \\ \vdots \end{bmatrix} \quad (4.1a)$$

(b) 予測距離が演算子長より大きいとき ($\tau > p$)

$$a^\tau = a_1^1 a^{\tau-1} + a_2^1 a^{\tau-2} + \dots + a_p^1 a^{\tau-p} \quad (4.1b)$$

この関係式は既に Ulrych et al. (1973) によって示され、その証明は Smylie et al. (1973) によって与えられた。そのためここでは、この2つの逐次的な関係式は正しいとして議論を展開する。

また Ulrych et al. (1973) は、 $\chi_{t+\tau}$ の値を予測する場合に $\chi_t, \chi_{t-1}, \dots$ に対して予測演算子 a^τ を用いて予測できるばかりでなく、1ポイント先の予測演算子 a^1 を用いて1ポイントずつ予測しながら、この予測された値を用いて τ 回予測演算子を繰り返し適用して最終的に $\chi_{t+\tau}$ の値を予測できることも示した。

予測距離が $\tau = 1$ の時の予測型デコンボリューションは自己回帰モデル

の当てはめに対応している。ここでは以下の議論に便利のように自己回帰モデルを次式で表すことにする。

$$x_t = a_1' x_{t-1} + a_2' x_{t-2} + \dots + a_p' x_{t-p} + u_t$$

この場合の予測誤差演算子のZ変換は次のようになる。

$$G_1(z) = 1 - z A_1(z)$$

ここで u_t は自己回帰モデルの白色雑音に対応しており、もしウエーブレットが最小位相であれば、それは反射係数列と考えるとよい。そこで以下の議論ではこの u_t は反射係数列に対応していると考えことにする。

地震探査のトレースデータ x_t が与えられたとき、 $\tau = 1$ の場合のデコンボリューション処理の出力のZ変換を考える。するとこれは以下の式で与えられた。

$$O_1(z) = \frac{X(z)}{W(z)} = X(z) G_1(z) = U(z) \quad (4.3)$$

ここで $X(z)$ は地震探査データのZ変換であり、 $W(z)$ はウエーブレットのZ変換である。

予測距離が τ の時の予測型デコンボリューションの出力波形を考える。今ウエーブレットは最小位相であるとすると、(4.3)式より地震トレースは次のように書ける。

$$X(z) = \frac{1}{G_1(z)} U(z)$$

これより予測距離が τ の予測型デコンボリューションの出力のZ変換は以下の(4.4)式で書ける。

$$O_\tau(z) = X(z) G_\tau(z) = \frac{G_\tau(z)}{G_1(z)} U(z) \quad (4.4)$$

まず非常に簡単な場合について予測型デコンボリューション処理の出力結果の波形を求める。たとえば予測演算子の長さが $p = 2$ とし、予測距離

が $\mathcal{L} = 3$ の場合の予測演算子を考える。この場合は (4. 1 b) 式より以下の式を得る。

$$\begin{pmatrix} a_1^3 \\ a_2^3 \end{pmatrix} = a_1' \begin{pmatrix} a_1^2 \\ a_2^2 \end{pmatrix} + a_2' \begin{pmatrix} a_1^1 \\ a_2^1 \end{pmatrix}$$

また (4. 1 a) より

$$\begin{pmatrix} a_1^2 \\ a_2^2 \end{pmatrix} = a_1' \begin{pmatrix} a_1^1 \\ a_2^1 \end{pmatrix} + a_2' \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$$

この二つの式より、

$$a_1^3 = (a_1^1)^3 + 2 a_2^1 a_1^1 \quad (4.5)$$

$$a_2^3 = (a_1^1)^2 a_2^1 + (a_2^1)^2$$

が得られる。一方 (4. 4) 式より $O_3(Z)$ は以下のようになる。

$$O_3(z) = \frac{G_3(z)}{G_1(z)} U(z) = \frac{1 - z^3 A_3(z)}{1 - z A_1(z)} U(z)$$

この式に (4. 5) 式を代入し、割り算を行うと (4. 6) 式を得る。

$$O_3(z) = [1 + a_1^1 z + (a_1^1)^2 + a_2^1 z^2] U(z) \quad (4.6)$$

さて $G_1(z)$ の逆は次のように z の無限多項式で展開できる。

$$\begin{aligned} G_1^{-1}(z) &= \frac{1}{1 - a_1^1 z - a_2^1 z^2} \\ &= 1 + a_1^1 z + (a_1^1)^2 + a_2^1 z^2 + \dots \end{aligned} \quad (4.7)$$

ここでこの $G_1(Z)$ の逆の無限多項式の展開を、 k 番目の項で打ち切った多項式を $G_1^{-1}(Z)|_k$ で表すことにする。(4.6)式と(4.7)式の比較から、この簡単な場合には以下の関係が存在することが言える。

$$O_3(Z) = G_1^{-1}(Z)|_3 U(Z) \quad (4.8)$$

この式は非常に簡単な場合での予測型デコンボリューション処理の出力結果を表現している。以下の章において予測誤差に着目した手法を用いて、より一般的な場合についての関係式を求める。

4. 3 予測型デコンボリューション演算子の数式表現

ここで $\chi_t, \chi_{t-1}, \chi_{t-2}, \dots$ は既知とする。予測距離を τ とした時の予測演算子を用いて推定した $\chi_{t+\tau}$ の推定値は $\hat{\chi}_{t+\tau}$ と書く。次にこの推定値の推定誤差を $U_{t+\tau, \tau}$ と書く。また予測距離が1の予測演算子は特に $a_1 = a_1^1$ と表現する。

反射法データの自己回帰モデル表現は次のように書ける。

$$\chi_{t+1} = a_1 \chi_t + a_2 \chi_{t-1} + \dots + a_p \chi_{t-p+1} + U_{t+1, 1}$$

または

$$\chi_{t+1} = \hat{\chi}_{t+1} + U_{t+1, 1}$$

ここで $U_{t+1, 1}$ は地下の反射係数列データとする。すると誤差のZ変換は以下のようになる。

$$Z[U_{t+1, 1}] = Z^{-1} U_1(Z)$$

但し $U_1(Z)$ は以下の式で定義する。

$$U_1(Z) = \sum_t U_{t+1, 1} Z^t$$

ここでは、予測誤差に着目する方法を用いて一般化された式を導くために、まずは $\tau = 2$ の場合を考える。

さて $\tau = 2$ の場合には以下の式を得ることができる。

$$\hat{\chi}_{t+2} = a_1 \hat{\chi}_{t+1} + a_2 \chi_t + \dots + a_p \chi_{t-p+2} \quad (4.9)$$

これは χ_{t+1} をまず推定して $\hat{\chi}_{t+1}$ を求め、これを用いて、 χ_{t+2} を推定した訳である。この式に誤差 $U_{t+1, 1}$ を代入すると次式を得る。

$$\chi_{t+2} - U_{t+2, 2} = a_1 (\chi_{t+1} - U_{t+1, 1}) + a_2 \chi_t + \dots + a_p \chi_{t-p+2}$$

さらにZ変換を行う。

$$X(z)z^{-2} - U_2(z)z^{-2} \\ = a_1(X(z) - U_1(z)z^{-1}) + a_2X(z) + \dots + a_pX(z)z^{p-2} \quad (4.10)$$

すると結局(4.11)式が得られる。

$$U_2(z)z^{-2} = X(z)[z^{-2} - a_1z^{-1} - a_2 \\ - \dots - a_pz^{p-2}] + a_1U_1(z)z^{-1} \quad (4.11)$$

いま(4.3)式より、 $X(z) = U_1(z)/G_1(z)$ だから

$$U_2(z) = \frac{U_1(z)}{G_1(z)} [1 - a_1z - a_2z^2 - \dots \\ - a_pz^{p-2}] + a_1U_1(z)z \\ = U_1(z)(1 + a_1z)$$

となる。この式はここでの書き方に従うと(4.12)式になる。

$$U_2(z) = U_1(z)G_1^{-1}(z) \Big|_2 \quad (4.12)$$

ここで(4.9)式と(4.10)式に着目すると、より一般的な関係式の導出が可能であることに気づく。誤差に対して(4.9)式の形は、予測距離 τ と演算子の長さ p の関係に依存している。これはちょうど(4.1a)式と(4.1b)式の類似形となっている。そこでまず $\tau \leq p$ の場合、すなわち予測に既知のポイントのみを使用する場合を考える。

(a) $\tau \leq p$ の場合：(予測距離が演算子の長さより小さい場合)

(4.11)式の場合の2を τ にすると次の式を得ることができる。

$$U_2(z)z^{-\tau} = \frac{U_1(z)}{G_1(z)} [z^{-\tau} - a_1z^{-\tau+1} - \dots - a_pz^{-\tau+p}]$$

$$+ a_1 U_{\tau-1}(z) z^{-\tau+1} + \dots + a_{\tau-1} U_1(z) z^{-1}$$

すると

$$U_{\tau}(z) = U_1(z) + a_1 U_{\tau-1}(z) z + \dots \quad (4.13)$$

$$+ a_{\tau-1} U_1(z) z^{\tau-1}$$

が成立する。(4.13)式は誤差 $U_{\tau}(z)$ の逐次的な関係を表している。これに $U_{\tau-1}(z)$, $U_{\tau-2}(z)$ の値を次々逆に代入していき、多項式の割り算を行うと次の一般的な表現が得られる。

$$U_{\tau}(z) = U_1(z) G_{\tau}^{-1}(z) \Big|_{\tau} \quad (4.14)$$

$U_{\tau}(z)$ は予測距離 τ の時のデコンボリューション処理の出力 $O_{\tau}(z)$ と同等であるため、予測距離 τ の予測型デコンボリューション処理の出力は次の式で表現できる。

$$O_{\tau}(z) = U_1(z) G_{\tau}^{-1}(z) \quad (4.15)$$

ここで(4.13)式に(4.14)式を代入すると、次の興味ある関係式が得られる。

$$U_1(z) G_{\tau}^{-1}(z) \Big|_{\tau} = U_1(z) \left[1 + a_1 z G_{\tau-1}^{-1}(z) \Big|_{\tau-1} \right. \\ \left. + a_2 z^2 G_{\tau-2}^{-1}(z) \Big|_{\tau-2} + \dots + a_{\tau-1} z^{\tau-1} G_1^{-1}(z) \Big|_1 \right]$$

言い替えると次式が成立している。

$$G_{\tau}^{-1}(z) \Big|_{\tau} = 1 + a_1 z G_{\tau-1}^{-1}(z) \Big|_{\tau-1} + a_2 z^2 G_{\tau-2}^{-1}(z) \Big|_{\tau-2} \\ + \dots + a_{\tau-1} z^{\tau-1} G_1^{-1}(z) \Big|_1 \quad (4.16)$$

ここで $G_1^{-1}(z)|_1 = 1$ である。

(4.16) 式は (4.17) 式のように書き直せる。

$$G_1^{-1}(z)|_c = 1 + \sum_{i=1}^{c-1} a_i z^i G_1^{-1}(z)|_{c-i} \quad (4.17)$$

(4.17) 式は次数が c までの、但し $c \leq p$ の時の任意の多項式の逆を逐次的に計算できることを示している。

(b) $c > p$ の場合：(予測距離が演算子の長さより大きい場合)

次に2番目の場合、つまり $c > p$ のため、予測は全て外挿したデータに依っている場合である。この時予測された値は

$$\hat{x}_{k+c} = a_1 \hat{x}_{k+c-1} + \dots + a_p \hat{x}_{k+c-p}$$

となる。各々に対応する誤差を代入し、Z変換すると

$$\begin{aligned} z^{-c} X(z) &= a_1 (z^{-c+1} X(z) - z^{-c+1} U_{c-1}(z)) + \dots \\ &+ a_p (z^{-c+p} X(z) - z^{-c+p} U_{c-p}(z)) + z^{-c} U_c(z) \end{aligned}$$

となる。この式は次のように書き換えられる。

$$\begin{aligned} U_c(z) &= X(z) (1 - a_1 z - a_2 z^2 - \dots - a_p z^p) \\ &+ a_1 z U_{c-1}(z) + a_2 z^2 U_{c-2}(z) + \dots \\ &+ a_p z^p U_{c-p}(z) \end{aligned}$$

これに

$$U_1(z) = X(z) G_1(z)$$

を代入すると、次式を得る。

$$\begin{aligned} U_c(z) &= U_1(z) + a_1 z U_{c-1}(z) + a_2 z^2 U_{c-2}(z) \quad (4.18) \\ &+ \dots + a_p z^p U_{c-p}(z) \end{aligned}$$

この式に対して、 U_{i-1} を後ろ向きに順次代入しながら、多項式の割り算を行うと、

$$U_{\tau}(z) = U_1(z) G_1^{-1}(z) \Big|_{\tau} \quad (4.19)$$

が得られる。すると

$$O_{\tau}(z) = U_1(z) G_1^{-1}(z) \Big|_{\tau} \quad (4.20)$$

も成立する。ここで(4.19)式は(4.14)式と同じであるが、この $\tau > p$ の場合には、 $U(z)$ は(4.18)式で与えられる。しかしながらこれは、 $\tau \leq p$ の時の誤差を与える(4.13)式とは異なっていることは忘れてはならない。

(4.16)式と同様に $G_1^{-1}(z) \Big|_{\tau}$ に対して次の関係式を導くことができる。

$$\begin{aligned} G_1^{-1}(z) \Big|_{\tau} &= 1 + a_1 z G_1^{-1}(z) \Big|_{\tau-1} + a_2 z^2 G_1^{-1}(z) \Big|_{\tau-2} \\ &\quad + \cdots + a_p z^p G_1^{-1}(z) \Big|_{\tau-p} \end{aligned}$$

または

$$G_1^{-1}(z) \Big|_{\tau} = 1 + \sum_{i=1}^p a_i z^i G_1^{-1}(z) \Big|_{\tau-i} \quad (4.21)$$

が得られる。この式が意味しているのは、予測距離が1の時の予測誤差演算子を $G_1(z)$ とすると、その逆は(4.21)式のように逐次的に順次求めることができる。このことは任意の多項式が与えられたとき、その逆は(4.21)式を用いれば逐次的に計算することができる。

では具体的に(4.21)式の逐次的な計算方法が、どのように計算できるかを簡単な例を用いて考察する。反射法地震探査データは最小位相のウェーブレット w_t とランダムな時系列 u_t とのコンボリューションで書かれているとする。

$$x_t = \sum_{i} w_i u_{t-i}$$

簡単のため、予測誤差演算子の長さは2とする。言い替えると、反射法地震探査データは次のような自己回帰モデルで表現できる。

$$x_t = a_1 x_{t-1} + a_2 x_{t-2} + u_t \quad (4.23)$$

この場合ホワイトニングデコンボリューション演算子は次式で与えられる。

$$G_1(z) = 1 - a_1 z - a_2 z^2$$

するとデコンボリューションの出力は次のようになってランダム時系列を推定することができる。

$$O_1(z) = X(z)G_1(z) = U_1(z)$$

次に予測距離が $\tau = 4$ の場合の予測型デコンボリューションを考える。すると $\tau > p$ のため (4.18) 式を用いて次式を得ることができる。

$$U_4(z) = U_1(z) + a_1 z U_3(z) + a_2 z^2 U_2(z)$$

さらに $U_3(z)$ は同様に $U_2(z)$ と $U_1(z)$ を用いて書けるため最終的には次の式を導くことができる。

$$U_4(z) = U_1(z) + a_1 z [U_1(z) + a_1 z U_2(z) + a_2 z^2 U_1(z)] + a_2 z^2 U_2(z)$$

ここで $U_2(z)$ をさらに書き直したい訳であるが、この場合は $\tau = p$ のため、(4.13) 式を用いると次の式が得られる。

$$U_4(z) = U_1(z) + a_1 z U_1(z) + (a_1)^2 z^2 [U_1(z) + a_1 z U_1(z)] + a_1 a_2 z^3 U_1(z) + a_2 z^2 [U_1(z) + a_1 z U_1(z)]$$

さらにこの式を整理して次のように書き直す。

$$O_4(z) = U_4(z) = U_1(z) [1 + a_1 z + ((a_1)^2 + a_2) z^2 + ((a_1)^3 + 2a_1 a_2) z^3] \quad (4.24)$$

この式が結局 $\hat{c} = 4$ の場合の予測型デコンボリューション処理の出力である。

そこで (4.20) 式が成立していることを確かめるため、 $(1 - a_1 z - a_2 z^2)^{-1}$ の計算にテーラー展開を用いて 4 次の項まで計算すると次の式が得られる。

$$G_1^{-1}(z) \Big|_4 = [1 + a_1 z + (a_1)^2 + a_2) z^2 + ((a_1)^3 + 2a_1 a_2) z^3] \quad (4.25)$$

するとこの式は (4.24) 式の括弧の中と一致していることがわかる。

これは明らかに (4.20) 式が成立していることを示している。

次に $G_1^{-1}(z) \Big|_4$ を計算するのに、実際に (4.17) 式と (4.21) 式の逐次的な関係式を使って求める。まず

$$G_1^{-1}(z) \Big|_1 = 1$$

であった。いま予測距離が演算子のオーダーより短いため、(4.17) 式を使うと

$$\begin{aligned} G_1^{-1}(z) \Big|_2 &= 1 + a_1 z G_1^{-1}(z) \Big|_1 \\ &= 1 + a_1 z \end{aligned}$$

が求められる。次に、 $p = 2$ だから (4.21) 式の逐次的な関係式を用いて

$$\begin{aligned} G_1^{-1}(z) \Big|_3 &= 1 + a_1 z G_1^{-1}(z) \Big|_2 + a_2 z^2 G_1^{-1}(z) \Big|_1 \\ &= 1 + a_1 z (1 + a_1 z) + a_2 z^2 \end{aligned}$$

$$= 1 + a_1 z + (a_1^2 + a_2) z^2$$

が得られる。さらにもう一度 (4. 21) 式を用いると、

$$G_1^{-1}(z) \Big|_4 = 1 + a_1 z G_1^{-1}(z) \Big|_3 + a_2 z^2 G_1^{-1}(z) \Big|_2$$

が得られる。これに上で求めた式を代入すると、最終的に次の式が得られる。

$$G_1^{-1}(z) \Big|_4 = 1 + a_1 z + (a_1^2 + a_2) z^2 + (a_1^3 + 2a_1 a_2) z^3$$

これは、実際にテーラー展開で計算した (4. 25) 式の結果と一致している。

つぎに予測距離が \mathcal{C} の予測型デコンボリューション演算子と、予測距離が 1 の時の演算子との関係式を導く。これには (4. 15) 式または (4. 20) 式と (4. 4) 式を組み合わせることによって、次の基本関係式を得ることができる。

$$G_2(z) = G_1^{-1}(z) \Big|_2 G_1(z) \quad (4.26)$$

ここで $G_2(z)$ は予測距離が \mathcal{C} の予測型デコンボリューションの演算子であり、 $G_1(z)$ はホワイトニングデコンボリューションの演算子であり、 $G_1^{-1}(z) \Big|_2$ はその逆数を \mathcal{C} の長さで切断した演算子となっている。

(4. 26) 式は以下でおこなう予測型デコンボリューションの出力波形に対する検討のための基本となる式である。この式と (4. 21) 式を組み合わせることによって、予測距離 1、つまりホワイトニングデコンボリューションの演算子が反射法データから求めれば、任意の予測距離をもつ予測型デコンボリューションの演算子を逐次的な形で計算できることがわかった。(4. 26) 式の右辺は時刻ゼロにおいて単位パルスとなっており、引き続いて $\mathcal{C}-1$ 個のゼロがあることは明かである。この (4. 26) 式については、次のような解釈ができる。

任意の予測距離 \mathcal{C} を持つ予測型デコンボリューション演算子は、ホワイトニングデコンボリューションの演算子 $G_1(z)$ と、 $G_1(z)$ の逆を

ζ の所で切断した演算子とのコンボリューションとなっている。よく知られているように、ホワイトニングデコンボリューション演算子 $G_1(Z)$ は最小位相である。しかしながら、 $G_1^{-1}(z)|_{\zeta}$ の位相は特定できないため、予測型デコンボリューションの演算子の位相は決めることができない。つまり予測型デコンボリューションの演算子自体は最小位相である必要はない。

図 4-1 に (4.26) 式の関係式を具体的な例によって計算した結果を示す。この場合の入力のウェーブレットは最小位相とする。具体的にはダンピングしていくサイン波形を考える。このウェーブレットに対するホワイトニングデコンボリューションの演算子を一番上のトレースに示す。つぎに $G_1^{-1}(z)|_{\zeta}$ を求める。今の場合に入力のウェーブレットは最小位相であるため、 $G_1^{-1}(z)$ は元々の入力ウェーブレットに対応しているはずである。これを 2 番目のトレースに示す。すると $G_1^{-1}(z)|_{\zeta}$ はこのウェーブレットをある予測距離 ζ に対応する時刻で切断した多項式である。これを 3 番目のトレースに示す。つぎにこの $G_1^{-1}(z)|_{\zeta}$ とホワイトニングデコンボリューションの演算子がコンボリューションされた結果を 4 番目のトレースに示す。このトレースが (4.26) 式に従って求めた予測型デコンボリューションの演算子を表している。

$$O_{\tau} = W_m^{\tau} * O_s$$

- 118 -

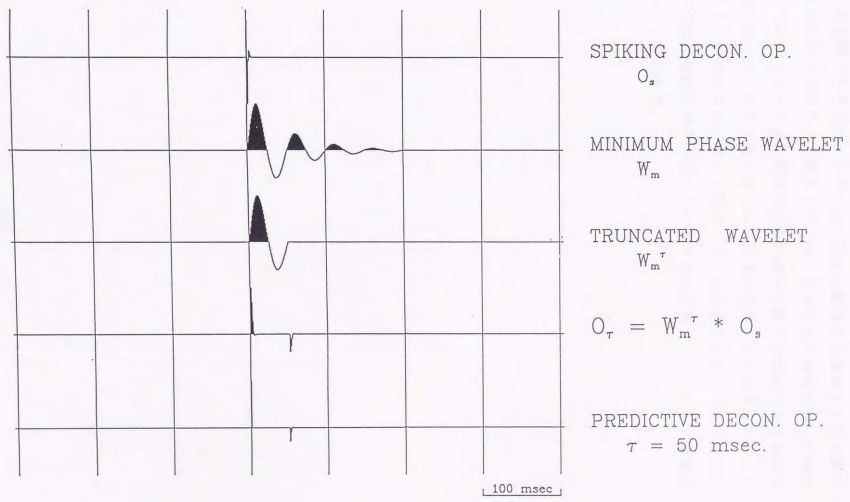


図 4-1 ここで導出した(6.26)式を具体的なデータで示し、この関係式の意味を示す。入力が最小位相である場合、(6.26)式に従って求めた予測型デコンボリューションの演算子(4番目のトレース)と、通常の方法によって計算された演算子(5番目のトレース)は完全に一致している。

一方予測型デコンボリューションの演算子は、第2.6章で述べた自己相関関数を使って計算できる。この手法で計算された結果を5番目のトレースに示す。すると最後の2つのトレースは完全に一致しており、(4.26)式が実際の予測型デコンボリューション処理の演算子を表わす数式による表現となっている。本論文では(4.26)式の表現を導いた結果、予測型デコンボリューション処理の出力の波形に関する理論的な考察が初めて可能となった。ここで導いた(4.26)式は、入力のカラースペクトルの位相には関係しない。そこで図4-2では入力のカラースペクトルが最小位相ではない場合の例を示す。この場合においても(4.26)式の結果は正しいことがわかる。

$$O_\tau = W_m^\tau + O_s$$

- 120 -

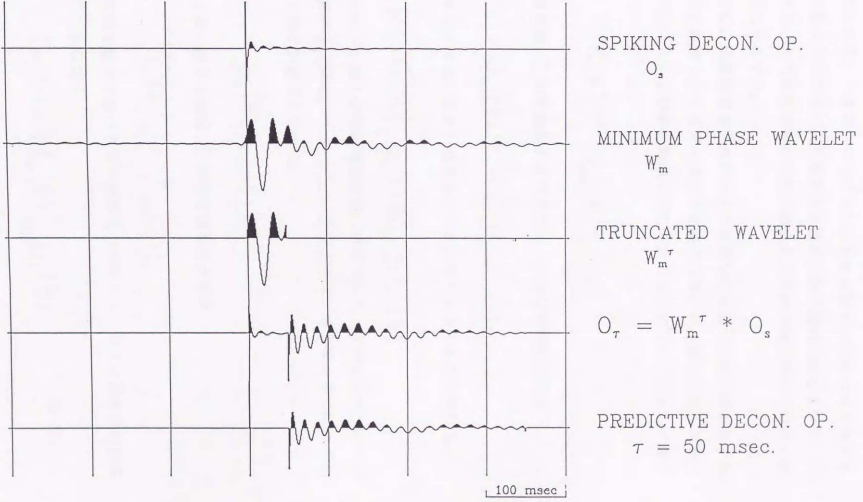


図 4-2 入力のウェーブレットが最小位相でない場合の(6.26)式の関係を示す。

4. 4 最小位相の場合の出力波形

この章の目的は、予測型デコンボリューション処理の実際の出力波形を理論的に知ることである。この波形は入力波形の位相に依存している。そこでここでは、入力波形が最小位相の場合と非最小位相の場合に分けて検討していくことにする。

まず最初に、反射法地震探査データの波形 $W_{\text{大}}$ は最小位相であるとする。この場合には地震トレースデータの Z 変換 $X(Z)$ は、最小位相のウェーブレット $W_m(Z)$ と反射係数列 $U_1(Z)$ とのコンボリューションで書ける。

$$X(Z) = W_m(Z) U_1(Z)$$

すると予測距離 τ の予測型デコンボリューション処理の出力は

$$O_{\tau}(z) = G_{\tau}(z) X(z) = G_{\tau}(z) W_m(z) U_1(z)$$

となる。そこで (4. 26) 式を用いると、出力は次のように書ける。

$$O_{\tau}(z) = G_1^{-1}(z) \Big|_{\tau} G_1(z) W_m(z) U_1(z)$$

ウェーブレットが最小位相の場合には、ホワイトニングデコンボリューションの演算子 $G_1(z)$ は、ウェーブレット $W_m(z)$ の単純な逆になっている。つまり次式が成立している。

$$G_1(z) W_m(z) = 1$$

さらに $G_1(z)$ の逆を時刻 τ の所で切断した値は

$$G_1^{-1}(z) \Big|_{\tau} = W_m(z) \Big|_{\tau}$$

である。この方程式を用いれば予測型デコンボリューションの出力の形は (4. 27) 式になる。

$$O_{\tau}(z) = W_m(z) \Big|_{\tau} U_1(z) \quad (4.27)$$

この方程式は予測型デコンボリューション処理を理解する上で大変参考になる。

Peacock と Treitel (1969) は予測型デコンボリューションの手法は、予測距離 \hat{L} の選択によって分解能の制御ができると指摘した。しかしながら彼らの考察は経験に基づく結果であり、具体的な出力波形に対する記述は行っていない。本論文で導いた(4. 27)式を見れば、何故予測距離の値によって結果の分解能が制御されるかが明かとなる。地震トレースのウェーブレットが最小位相の時で予測距離が1の場合すなわち、ホワイトニングデコンボリューションの場合には、1サンプルを残して切断されたウェーブレットと反射係数列がコンボリューションされるため、出力は反射係数列そのものとなっている。一方予測距離 \hat{L} が1以上の予測型デコンボリューションでの出力は、反射係数列にラグが \hat{L} の所で切断されたウェーブレットがコンボリューションされた結果となっている。すなわち予測型デコンボリューション処理の出力は予測距離の長さによって、出力の分解能をコントロールすることができる。図4-3に最小位相のウェーブレットに種々の予測距離での予測型デコンボリューションの出力を示した。結果は(4. 27)式から予測された通り、予測距離の長さを持つウェーブレットが出力される。

重合記録からホライズンを同定し解釈するするには、各反射面に対応してゼロ位相に近い出力を得ることが最も理想的である。このためには図4-3の3番目のような出力が理想的である。もしも入力の波形が減衰していくようなサイン関数状のウェーブレットであれば、理想的な予測距離はデータの自己相関関数を求めた際、最初に表れる極小値の所のラグの値を選べばよいことがわかる。予測距離に対するこのような選択方法はウェーブレットの波形を知らなくてもよいことが大きな利点である。また大きな予測距離の値を選ぶと、出力は不必要な振動成分を含んでしまうことが図4-3からわかる。

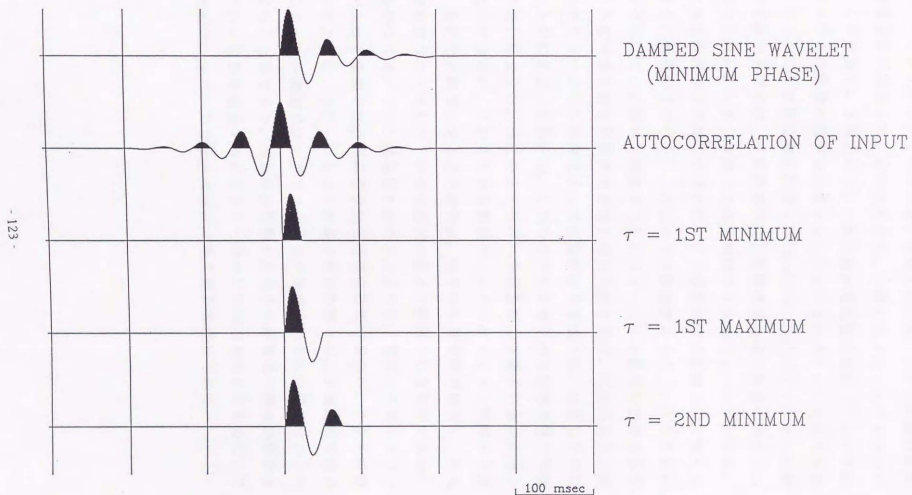


図4-3 入力ウェーブレットが最小位相の時、予測型のデコンボリューション処理を適用した結果を示す。各予測距離に従って、出力の波形は入力の波形が指定した予測距離で切断されているのがわかる。

次に地下に多重反射を生み出すような条件が存在し、観測点での影響によりウエーブレットが変形を受けた場合を考える。図4-4は比較的周期の長い多重反射が存在している場合である。一番上のトレースは入力ウエーブレットを示す。2番目のトレースには多重反射列を示す。入力ウエーブレットにこの多重反射がコンポリューションされたトレースを3番目に示す。もしもこの多重反射の影響をBackus(1959)の3点フィルターの考えに基づき除去するには、その周期時間と反射係数の値が事前に判っていなければならない。しかしながらこの予測型デコンポリューションでは、大まかな周期時間のみが推定できれば、この多重反射の影響を取り除くことができる。最後の2つのトレースは各々予測距離として $\tau = 25 \text{ msec}$, $\tau = 50 \text{ msec}$ とした時の予測型デコンポリューション処理の結果である。

図4-5に多重反射の周期時間が短い場合の例を示す。この場合も予測型デコンポリューション処理によって多重反射が除去され、独立したウエーブレットが残ることがわかる。しかしながら多重反射の周期時間が予測距離より短い場合には、当然のことながら多重反射の影響を完全には取り除くことはできない。このことは予測型デコンポリューション処理の欠点である。最終的に目標とする出力波形は、全ての多重反射を除去し、さらに最小位相のウエーブレットが予測距離の長さで切断された波形である。しかしながら(4.27)式を見ればわかるように、現在の予測型デコンポリューション処理ではこのような処理結果は期待できない。これらの例から明かなように、ウエーブレットが最小位相の時には、予測距離を変えることによって予測型デコンポリューション処理の出力の分解能をコントロールすることができる。地震反射記録から地下の断層等の構造の特徴を抽出したいときに予測型デコンポリューション処理の適用を考えると、この分解能をコントロールできる特徴は非常に重要な性質である。

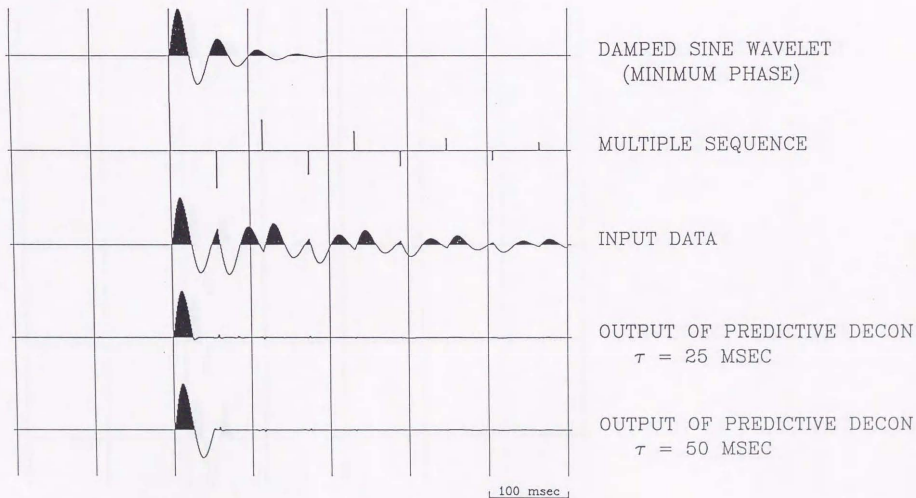


図 4-4 比較的長周期の多重反射によって、最小位相のウェーブレットがさらに波形変形を受けた様な場合に対して予測型デコンボリューション処理を適用した結果を示す。この様な場合には、適当な予測距離を指定する事によって、多重反射の影響は除去する事が出来る。

- 126 -

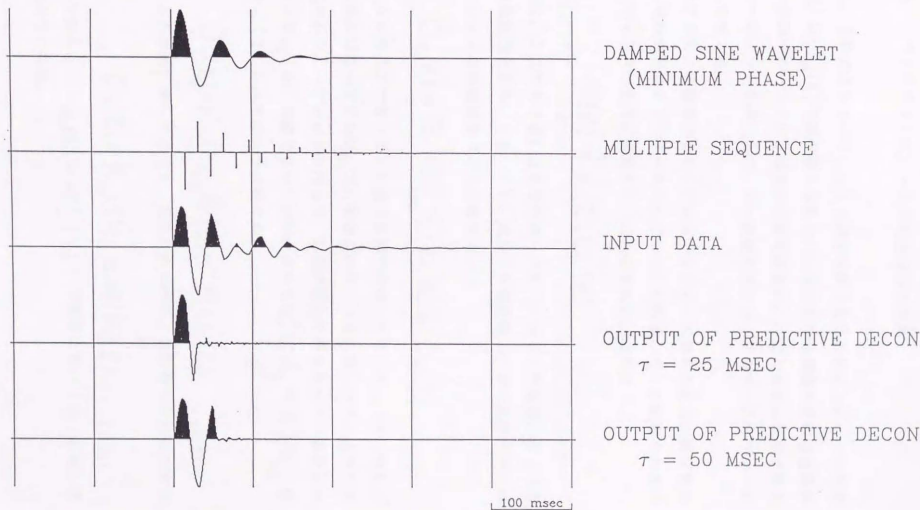


図 4 - 5 周期が短いベグレグマルチブルの様な場合に対して、予測型デコンボリューション処理を施した場合を示す。(6.27)式から明かな様にもしも指定した予測距離が多重反射の周期よりも長い場合には、この様な多重反射の影響は除去出来ない。図 6 - 4 と比較して処理結果の波形の変形がまだ存在しているのがわかる。

4. 5 バイプロサイスデータの場合の出力波形

第4. 4章ではウエーブレットは最小位相であると仮定した。そのため $G_1^{-1}(z)$ は $W_m(z)$ で置き換えられた。しかしながら実際の反射法地震探査データのウエーブレットは最小位相ではない。ここでは最小位相ではないウエーブレットの例として、ゼロ位相であるバイプロサイスのウエーブレットを考える。

バイプロサイス震源のウエーブレットはスイープ信号の自己相関関数であり、ゼロ位相のクラウダーウエーブレットである。そこで観測されたバイプロサイスデータのZ変換を $X(Z)$ とすると、それは

$$X(z) = K(z)U_1(z)$$

と書ける。ここで $K(Z)$ はクラウダーウエーブレットであり、 $U_1(Z)$ は反射係数列とする。(4. 26)式から予測距離 τ の予測型デコンボリューションの出力は次のように書ける。

$$O_\tau(z) = G_1^{-1}(z)|_\tau G_1(z) K(z) U_1(z)$$

しかしながらここで $K(Z)$ は最小位相ではないため、 $G_1(Z)$ はもはやその逆にはなっていない。この場合には $G_1(Z)$ は、パワースペクトラムが元のウエーブレットと同じで、位相が最小位相になっているウエーブレット $K_m(z)$ の逆になっている。よって $G_1^{-1}(z)|_\tau$ は $K_m(z)|_\tau$ となり、 $O_\tau(z)$ は以下のように書ける。

$$O_\tau(z) = K_m(z)|_\tau G_1(z) K(z) U_1(z) \quad (4.28)$$

孤立した波形に対しては(4. 28)式は次のように書くこともできる。

$$O_\tau(z) = K_m(z)|_\tau G_1(z) K(z) \quad (4.29)$$

しかしながら、 $G_1(z) = K_m^{-1}(z)$ の関係より、(4. 29)式は次のようになる。

$$O_{\tau}(z) = K(z)|_{\tau} + T(z) \quad (4.30)$$

ここで $T(z)$ は $\tau \leq \tau$ ではゼロとなる何らかの関数である。また (4.28) 式によれば、バイプロサイスデータに対して予測型のデコンボリューションを適用することは、まずホワイトニングデコンボリューションを適用し、その後切断された最小位相のウェーブレット $|K_m(z)|_{\tau}$ をコンボリューションしていることと同等である。

バイプロサイスのデータに対して位相がゼロ位相である点に着目し、Ristow と Jurczyk (1975) は位相補正法と呼ばれる手法の提案を行った。この手法はまずホワイトニングデコンボリューションを適用し、その後バイプロサイス震源と同じ振幅スペクトラムを持つ最小位相のウェーブレットをコンボリューションする。Gibson と Larner (1984) はこの位相補正法の結果は、予測型デコンボリューションを適用した結果と類似していることを、シミュレーションを繰り返して示した。しかしながら、この事実は本論文で導いた (4.28) 式を見れば簡単に示すことができる。

(4.28) 式の意味は、予測型デコンボリューション処理は、まずホワイトニングデコンボリューションを適用し引き続きバイプロサイス震源と同じ振幅スペクトラムを持つ切断された最小位相のウェーブレットがコンボリューションされることと同じである。そこで充分長い予測距離、すなわち大きな τ の値に対してはこれらの二つの方法は数学的には同等である。

予測型デコンボリューション処理が位相補正法と数学的に同等であれば、2度のフィルター操作が必要となる位相補正法よりも、予測型デコンボリューション処理を採用する方が計算時間の意味から望ましい。さらに位相補正法の問題点は Gibson と Larner (1984) も指摘したがバイプロサイスデータが持っている不適切問題の回避法である。すなわち位相補正法ではホワイトニングデコンボリューションを適用する際に何らかの適切化が必要である。通常これにはプレホワイトニング法が用いられている。一方最小位相のウェーブレットを作る際にもプレホワイトニングが必要となるが、この両者のノイズの量をどのように選べばよいかは不明である。さらにこの量の選び方によって、処理結果が著しく異なってくる。さらにもう一つ

一つの問題点は、位相補正法はバイプロサイスデータのウェーブレットはゼロ位相と考えていることである。しかしながら第3.8章において実際の地震探査データを用いて示したように、観測されたデータのウェーブレットはゼロ位相とはなっていない。この点を考えると位相補正法は完全な高解能化処理とはいえない。入力ウェーブレットの位相も考慮したバイプロサイスデータに対するデコンボリューション処理の手法については、第5章において再度検討を加える。

次に具体的に(4.30)式が実際にどんな出力波形となっているか見ていく。図4.6に示したのは孤立したクラウダーウェーブレットに対して予測型フィルターを適用した場合の出力結果である。一番最初のトレースは孤立したクラウダーウェーブレットを示す。2番目のトレースはホワイトニングデコンボリューション処理の出力結果である。但しここでは単純なプレホワイトニングの手法でバイプロサイスデータの不適切問題を回避した。この結果を見れば明らかに、通常のデコンボリューションの手法は適用できない。引き続き予測距離を変えて、予測型デコンボリューション処理を適用した結果を示す。予測距離 ζ が大きくなるに従って、だんだん孤立したクラウダーウェーブレットが再現されてくる。 ζ を充分長く取ると、結果は入力の波形そのものが出力される。この結果は(4.30)式から予想された通りである。

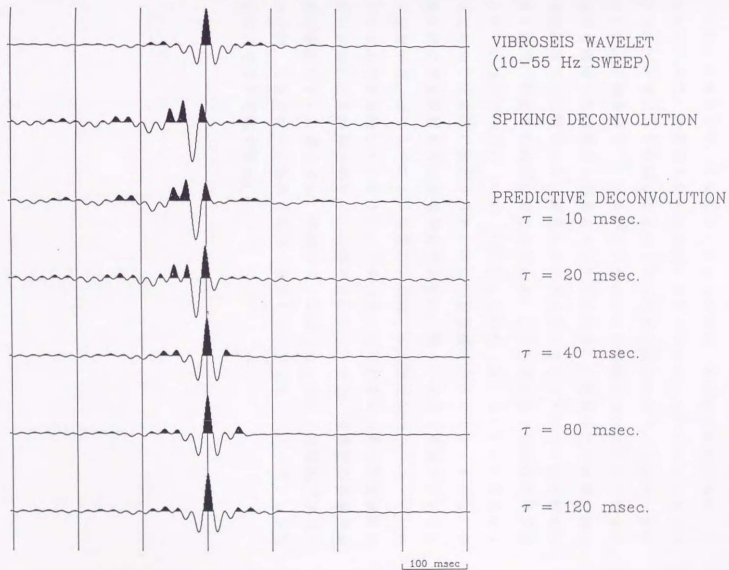


図 4-6 入力ウェーブレットがクラウダーウェーブレットの時の予測型デコンボリューション処理の出力。明らかにホワイトニングデコンボリューション処理を適用する事は出来ない。

次に地下に多重反射を発生する構造が存在している場合を考える。図4-7にこの例を示す。2番目のトレースは仮定した多重反射列である。このトレースに、最初のトレースで示したクラウドアーチをコンポリューションして作成した入力トレースを3番目に示す。このデータに対して、予測距離を $\hat{c} = 40$ ミリ秒として予測型デコンポリューション処理を適用した結果を4番目のトレースに示す。この場合には多重反射の影響はほとんど除去され、孤立したクラウドアーチが反射面の真の位置に対応する時刻に存在している。この結果はある程度経験的に知られていたが (Pollet et al. 1982), これも (4.30) 式の導出によって初めて理論的に確認された。次に予測距離をさらに大きくすると、多重反射による影響は完全には除去できない。第4.4章でも述べたように予測型デコンポリューション処理の欠点は、予測距離以内のアーチはそのまま保持してしまうことであつた。さらに図4-8に多重反射の周期が短いときの例を示す。この図からわかることは、短周期の多重反射波が存在している場合には、予測型デコンポリューション処理のアプローチでは、多重反射の影響を除去し孤立したクラウドアーチを得ることは不可能である。

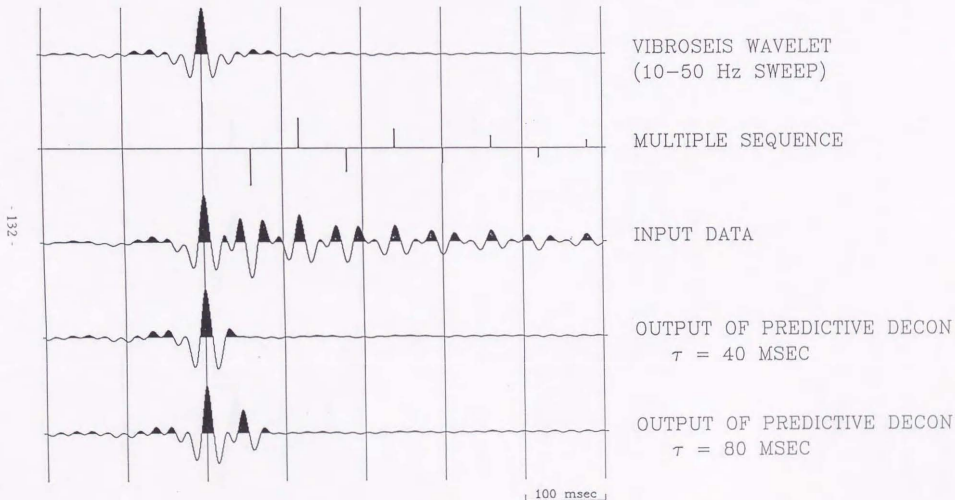


図 4-7 長周期の多重反射が存在するときの予測型デコンボリューション処理の出力例。もしも多重反射の周期がクラウダーウェーブレットの長さよりも長いときには、適当な予測距離を指定する事で、パイロサイスデータでの多重反射の影響を除去できる事を示している。

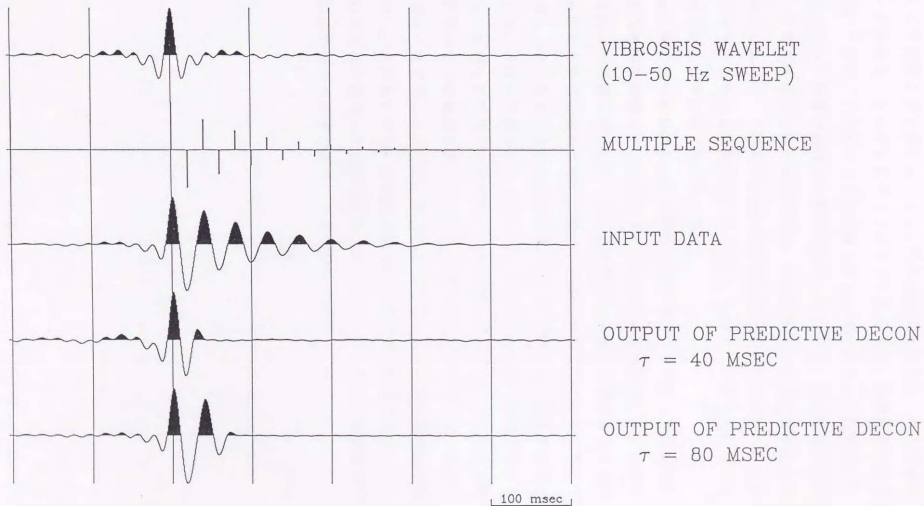


図 4-8 周期が短い時の多重反射の例を示す。この様な場合には、予測型のデコンボリューションをパイロサイズデータへ適用しても満足する結果は得られない。

今までの考察を再度確認するため、ここで実際のパイロサイスのデータに対して予測型デコンボリューション処理の適用を考える。ここで使用するデータは図2-6に示したパイロサイス震源を用いて観測されたデータである。このデータに対して予測距離を24 msecとして予測型デコンボリューション処理を適用した結果を図4-9に示す。この場合も坑井検層データから作成した合成地震記録を、処理結果との比較のために挟み込んで図示した。0.7秒近傍の強い反射波は予測型デコンボリューション処理によってより合成地震記録に近づいた。また0.9秒付近の反射波も分解能が向上していることがわかる。

次に全く同じデータに対して入力位相をゼロ位相と仮定した位相補正法による処理結果を図4-10に示す。この処理結果も図2-6と比較すると全体的に分解能は向上している。この重合記録断面は現在まで理論的には最も進んだ手法とされてきた方法による高分解能の処理結果と考えてよい。図4-9と図4-10を比較すると、両者はほとんど同様の結果となっている。これは予測型デコンボリューション処理が最小位相でないデータに対しても充分有効であると同時に、予測型デコンボリューション処理手法が数学的には位相補正法と一致するということを示している。しかしながら図4-8で示したように、予測距離より短いような多重反射波は除去できない。このためさらに分解能を向上させる処理の可能性は残っている。これはさらに何らかの処理手法を開発すれば、0.7秒の反射波が単一の反射波に戻る可能性があることを物語っている。

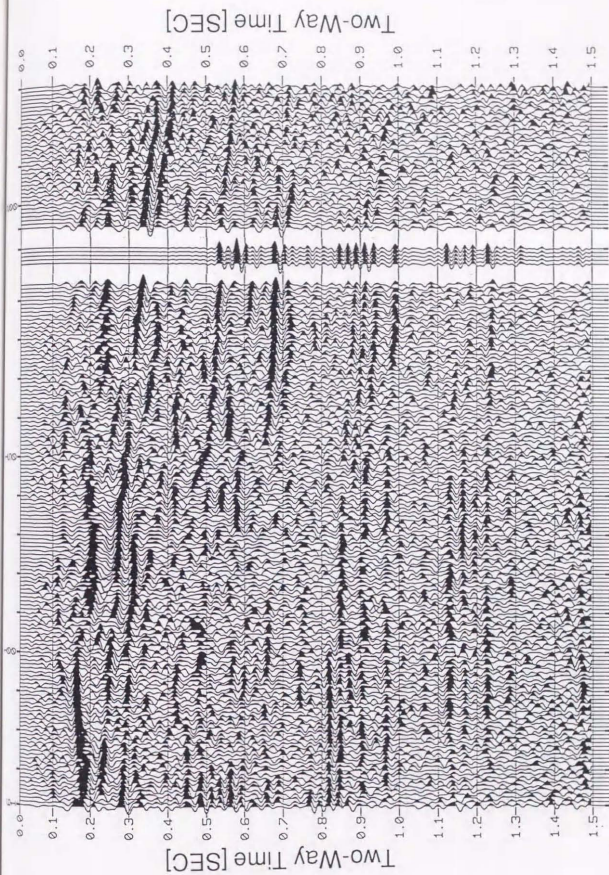


図4-9 予測距離を2.4msecとして予選型デジタルポリフェリション処理を施した結果。

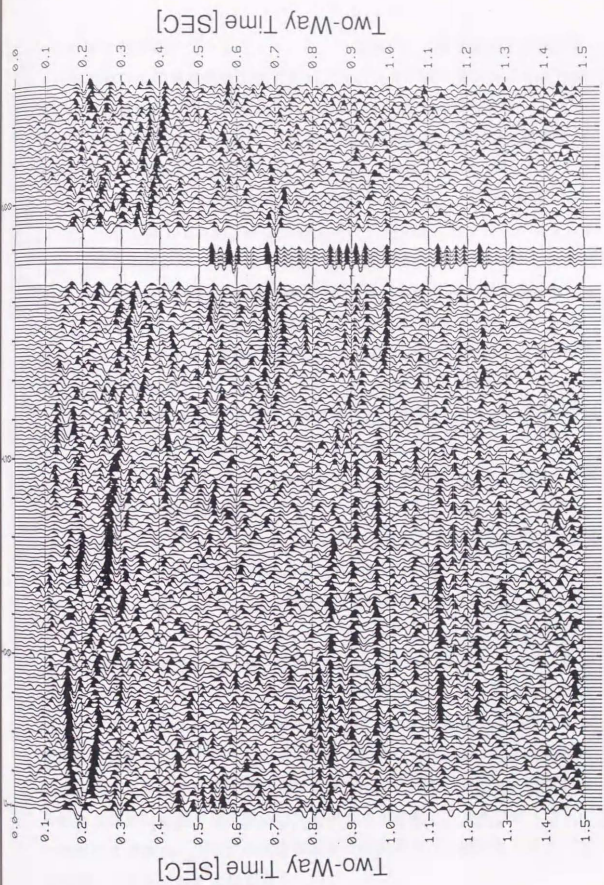


図4-10 位相補正法処理を施した結果。

4. 6 結論及び残された課題

この章では予測型デコンボリューション処理に対して理論的な考察を行い、出力波形の形状を表現できる数式(4.26)式を導いた。この結果をもとに理論的な考察を行うと同時に、実際のバイプロサイスデータに対して予測型デコンボリューション処理と位相補正法処理を施した結果次のような新しい知見が得られた。

- ・ 予測型デコンボリューション処理は2つのステップから構成されていると考えてよい。まずホワイトニングデコンボリューションが適用される。次にその出力に対して、入力の特徴と同一パワースペクトラムを持つ最小位相のウェーブレットを予測距離の長さで切断した波形がコンボリューションされる。
- ・ ウェーブレットが最小位相の時は、指定した予測距離で切断された出力波形となる。
- ・ ウェーブレットが非最小位相の場合に適用すると、出力波形は予測距離の所では完全には切断されない。
- ・ バイプロサイスデータの場合には、予測距離を充分長く取ると位相補正法と同じになる。
- ・ バイプロサイスデータが含む長周期多重反射の除去を目的とした適用は、予測距離より周期時間が長い場合は理論的に正しい。
- ・ 予測距離より短い周期の多重反射の影響は除去できない。

予測型デコンボリューション処理は完全にパルスに戻すことが可能な入力データに対しても、出力を完全にはパルスにしない。しかしながらこの処理が多用されている理由は、解析担当者にとって分解能が上がりすぎた記録断面は解釈しづらいためである。特に探鉱対象が構造トラップの場合には、断層や褶曲の同定を通じた構造解釈が主眼であったため、さほど高分解能な記録は必要ではなかった。しかしながら第1.2章で述べたように探鉱対象が層位トラップの場合には解釈作業の容易さを犠牲にしても、高分解能化された記録が必要となる。

ゼロ位相であるバイプロサイスデータには、最も高分解能化された出力が可能なホワイトニングデコンボリューション処理は適用できない。一方適用可能な予測型デコンボリューション処理では、第4.4章、第4.5章で見たように分解能の向上には限界がある。また図4-10で示したように位相補正法も予測型デコンボリューション処理と同等な結果となっている。このため最小位相でなくてもよいウェーブレットに対するホワイトニングデコンボリューション処理の技術の確立ができない限り、層位トラップの探鉱にはバイプロサイス震源の利用は限界がある。

一方バイプロサイス震源では周波数帯域が制限されているため、不適切問題の回避が必要になる。GibsonとLarner(1984)が指摘したようにバイプロサイスデータに対する不適切問題の回避には多くの問題がある。特にプレホワイトニングを行うために加える白色雑音の量は非常に微妙であり、結果を大きく左右する。また加えるべきプレホワイトニングの量の推定方法も確立されていない。

そこで第5章においては新しい不適切問題の回避法の検討を行うと同時に、入力ウェーブレットの位相が最小位相でなくてもよい新しいホワイトニングデコンボリューション処理法の開発を試みる。

第5章 バイプロサイスデータの 高分解能化処理

5.1 バイプロサイスデータにおける順問題

反射法地震探査技術は幾つかの技術革新を繰り返しながら発展してきた。技術革新の一つに震源の開発があげられる。ダイナマイトや重錐落下を用いたインパルスな震源や、機械的な連続振動等を反射法の震源として用いる手法が開発されてきた。とくにバイプロサイス震源は実際の応用面において非常に広い範囲で用いられている。この震源は、取扱いの容易さ、経済性、環境へ与える影響など、通常のダイナマイト震源と比較して多くの利点を有している。

現場で観測されるデータはスイープ信号が重なりあった記録のため、観測データとスイープ信号との相互相関関数を取る。その結果観測データ $x(t)$ は、ゼロ位相のクラウダーウエーブレット $k(t)$ と、反射係数列 $u(t)$ とのコンボリューションとして次式のように表現できた。

$$x(t) = \int k(\tau) u(t-\tau) d\tau \quad (5.1)$$

このクラウダーウエーブレットの形状は、現場でバイプロサイスのデータを取得する際に必要としたパラメタ、

- ・ データ取得の際使用したスイープ信号の周波数の領域
(即ち最低周波数 H_L と最高周波数 H_H)。
- ・ スイープ信号の振動時間

で一意に決まる (Cunnigham, 1979)。

地表で発生したウエーブレットを変形させる要因が、地下ではまったく存在しない状況では、バイプロサイスの観測データは (5.1) 式で書くことができる。しかしながら入力波形はそこでの地質的な状況によって種々の影響を受け変形し、もとの入力波形からは大きく異なってくる。この地質的な状況からの波形変形の影響を表すウエーブレットを新たに $q(t)$ と書く。すると観測データは次のコンボリューションの式で表現できる。

$$x'(t) = \iiint k(\tau - \tau') g(\tau') u(t - \tau) d\tau' d\tau \quad (5.2)$$

するとやはりこの $q(t)$ の影響を取り除くため、何らかの意味で高分解能化処理が必要である。

地下の状態を完全に知るには、理論的にはゼロからナイキスト周波数までの情報が全て必要である。ダイナマイト震源は全周波数領域でエネルギーを持っていると考えられている。このため観測データに対して、全周波数帯域にわたって白色化させるホワイトニングデコンボリューションは意味を持つてくる。しかしながら震源としてバイプロサイスをを用いることは、取得できる情報の周波数帯を制限してしまっている。つまりバイプロサイスデータに対する高分解能データ処理の希望出力は、今までのデコンボリューション処理とは異なってくる。

Berkout(1977)によると、同一の周波数特性を持つ波形の中で、最も分解能が向上した波形は位相がゼロ位相の波形である。このことは、(5.1)式で表現されたデータが観測されていれば、実はそれが反射面の情報に関して最も高分解能な情報を提供している。すなわちバイプロサイスデータの希望出力は(5.1)式の $x(t)$ と考えられる。これについてはすでに第2.3章で一度考察を加えた。一方実際に観測されたバイプロサイスのデータは、観測された地点での地質的な状況による波形変形の影響を含む(5.2)式のようにになっている。そのためこの(5.2)式の $q(t)$ の影響を取り除き、最も分解能が向上したデータ(5.1)式を得ることがバイプロサイスデータに対するデコンボリューション処理の目的である。すなわちバイプロサイスデータのデコンボリューション処理の希望出力はパルス列ではない。あるいはパルス列にはできない。この場合の希望出力は、地下に入力された周波数帯域では周波数特性はフラットであり、波形の位相はゼロ位相のウェーブレットである。

この章においては、(5.1)式の出力を作り出すデコンボリューション手法が存在するかを検討する。その場合重要なのはバイプロサイスデータの高分解能化処理の際生じる不適切問題の回避法である。

5. 2 周波数帯域が制限された場合のプレホワイトニング法

ホワイトニングデコンボリューション処理や予測型デコンボリューション処理を問わず、解の発散を防ぐためにプレホワイトニングまたはリッジリグレーションと呼ばれる手法は日常的に使われている (Yilmaz, 1987)。具体的には予測演算子を求める際、(2. 28) 式または (2. 32) 式の自己相関関数を作る行列の対角項に、少量のノイズを加える手法である。今 α をパラメタとして予測型デコンボリューションの演算子を求めるための正規方程式は (5. 3) 式で書ける。

$$(\mathbb{R} + \alpha \gamma_0 \mathbb{I}) \mathcal{A}_L = \mathcal{Y}_L \quad (5.3)$$

ここで \mathbb{R} は $M \times M$ の自己相関関数行列であり、 \mathbb{I} は単位対角行列となっている。また \mathcal{A}_L は予測距離が L の予測演算子であり、 γ_0 はラグがゼロの時の自己相関関数の値となっている。また右辺の \mathcal{Y}_L は自己相関ベクトル $\mathcal{Y}_L = (\gamma_L, \gamma_{L+1}, \dots, \gamma_{L+M-1})^T$ となっている。

(5. 3) 式は解の2乗ノルムを最小にする条件付き最小2乗法の方程式と一致している。しかしながらこの考えの欠点はグリーン関数の形全体を変形させ計算を安定化させるだけで、逆問題を不適切にしている原因についての考察を行っていない点である。一方もう一つの回避法は、特異値分解を行い解を不安定にしている原因を明らかにし、その要素を取り除いてもう一度グリーン関数を書き直している。つまり先験的に不適切問題の原因がわかっている場合には、前者の方法は採用すべきではない。バイプロサイス震源を用いたデータが不適切になる原因は、地下へ入力する周波数帯域が制限されているためであり、バイプロサイスデータのプレホワイトニングは (5. 3) 式で行うべきではない。

周波数帯域が制限されたデータに対してプレホワイトニングの手法を採用するため、(5. 3) 式の代わりに次の式を考える。

$$(\mathbb{R} + \alpha \gamma_0 \mathbb{D}) h = \sigma^2 e_1 \quad (5.4)$$

ここでは予測距離が1の場合のホワイトニングデコンボリューションのみ

を考える。(5.4)式において \mathbb{P} は今度は単位対角行列ではない。スイープ信号が存在しない周波数の領域のみにノイズを付加し、パイプロサイスの信号がある周波数帯域ではデータをいじらない。具体的な操作はデータの自己相関関数 $\hat{\phi}(\tau)$ を求め、それに以下のような式で表される値の α 倍を加え、正規方程式を作り直せば良い。

$$W(H_L, H_H) = \left\{ 1 - \left(\frac{\sin 2\pi f_H \tau}{2\pi \tau} - \frac{\sin 2\pi f_L \tau}{2\pi \tau} \right) \frac{1}{f_H - \Delta f} \right\} \frac{f_H - \Delta f}{\Delta f} \quad (5.5)$$

この式は周波数 H_H から H_L までの周波数帯域の信号をカットするようなフィルターと同じ式になっている。ここで f_N はナイキスト周波数、 $\Delta f = f_H - f_L$ である。 τ は自己相関関数のラグに対応している。これは結局(5.4)式の正規方程式において対角要素以外にもノイズを加えている。

ホワイトニングデコンボリューション処理では入力のパルスレットは最小位相でなければならない。もしも最小位相でないと、ホワイトニングデコンボリューション処理の出力は(2.10)式のように、真のモデルにオールパスフィルターが操作された出力となっている。このことは逆にこのオールパスフィルターの影響を除けるフィルターが求めれば、実は真の反射係数列が求められることを意味している。そこで以下においては、付加ノイズを信号の周波数帯域の外側のみに加えるような操作を行うと、デコンボリューション処理の出力波形の位相がどの様に変化するか理論的に考察を加える。そしてこのノイズの量をどのように決めればよいかについて検討を加え、いくつかの計算例を示す。

理論的な考察を行うために Berkhout (1977) の例にならってフィルターの長さは無限長とする。そして以下での議論は全て周波数面で行うことにする。とりあえず付加ノイズは加わらないとして、(5.2)式のような理想的な場合を考える。すなわち $x(t)$ は地震探査データとし、 $k(t)$ は震源のパルスレットとする。またここでは一般的に論じるため、ウェーブレットの位相は特にゼロ位相とは仮定しない。さらに地下の地質的な状況による波形変形の影響を $q(t)$ で表わし、地下の反射係数列を $u(t)$ で書く。すると(5.2)式は周波数領域では以下のように表現で

きる。

$$X(f) = K(f)Q(f)U(f)$$

さて震源のウェーブレットは既知であるとし、ノイズを付加したホワイトニングデコンボリューション処理での理想的な演算子はどうかについて検討する。h は (5.4) 式の解でホワイトニングデコンボリューション処理の演算子とする。するとこのフィルターの出力は周波数領域では

$$Y(f) = X(f)H(f)$$

となる。ここでこのフィルターのパワースペクトラムは以下の式で与えられる。

$$|H(f)|^2 = \frac{1}{|K(f)|^2 |Q(f)|^2 + F(f)} \quad (5.6)$$

$F(f)$ はこのパワースペクトラムに寄与している付加的なノイズの項である。具体的にはこの項は周波数帯域が制限されたプレホワイトニングの項、(5.5)式によって作り出される項である。

いま任意の関数 $V(f)$ は振幅の項と位相の項を用いて次のように分解して表現できる。

$$V(f) = |V(f)| \exp [i\phi_V(f)]$$

するとデコンボリューションの出力の位相スペクトラムは次式で与えられる。

$$\phi_Y(f) = \phi_K(f) + \phi_Q(f) + \phi_U(f) + \phi_H(f) \quad (5.7)$$

我々の目的は、 $F(f)$ の項をデコンボリューションの出力の位相スペクトラムが反射係数列の位相スペクトラムと同じになるように決めることである。言い換えるとデコンボリューションの演算子 $H(f)$ は次の条件を満足すればよい。

$$\phi_H(f) = -[\phi_K(f) + \phi_Q(f)] \quad (5.8)$$

考えているのはホワイトニングデコンボリューションのみであるためデコンボリューション演算子は最小位相となっている。すると Kolmogorov (1939) のスペクトラムの分解の手法を用いて演算子の位相 $\hat{\phi}_H(f)$ は、演算子のパワースペクトラム $H(f)$ の対数を取った量のヒルベルト変換を用いて次のように書ける。

$$\hat{\phi}_H(f) = \mathcal{H}[\ln |H(f)|]$$

ここで $\mathcal{H}[\cdot]$ はヒルベルト変換を表す。これはさらに (5.6) 式より次のように書き換えられる。

$$\hat{\phi}_H(f) = \mathcal{H}[\ln \{(|H(f)|^2 |Q(f)|^2 + F(f))^{1/2} \}] \quad (5.9)$$

ヒルベルト変換において次の二つはよく知られた性質である。

$$\mathcal{H}[\text{const.}] = 0$$

$$\mathcal{H}[\mathcal{H}[V(f)]] = -V(f)$$

そこで (5.9) 式に対してもう一度ヒルベルト変換を行うと次式が得られる。

$$\mathcal{H}[\hat{\phi}_H(f)] = \frac{1}{2} \ln \{ |K(f)|^2 |Q(f)|^2 + F(f) \} + \text{const.}$$

これを書き直すと

$$\ln \{ |K(f)|^2 |Q(f)|^2 + F(f) \} = 2\mathcal{H}[\hat{\phi}_H(f)] + \text{const.}$$

さらに

$$|K(f)|^2 |Q(f)|^2 + F(f) = a \exp \{ 2\mathcal{H}[\hat{\phi}_H(f)] \} \quad (5.10)$$

が得られる。ここで a は定数とする。そこで (5.10) 式を書き換えると次式が得られる。

$$F(f) = a \exp\{2\mathcal{H}[\phi_H(f)]\} - |K(f)|^2 |Q(f)|^2 \quad (5.11)$$

ここで (5.11) 式に現れる地下の影響による波形変形効果 $Q(f)$ は最小位相であると仮定する。これは多重反射の場合には理論的にも正しいことが保証されている。すなわち

$$\phi_Q(f) = \mathcal{H}[\mathcal{L}_n |Q(f)|]$$

が成立している。すると (5.8) 式を用いれば (5.11) 式より次の式が導ける。

$$\begin{aligned} F(f) &= a \exp\{-2\mathcal{H}[\phi_K(f)]\} \exp\{-2\mathcal{H}[\mathcal{H}[\mathcal{L}_n |Q(f)|]]\} \\ &\quad - |K(f)|^2 |Q(f)|^2 \\ &= |Q(f)|^2 a \exp\{-2\mathcal{H}[\phi_K(f)]\} - |K(f)|^2 |Q(f)|^2 \\ & \quad (5.12) \\ &= |Q(f)|^2 (a \exp\{-2\mathcal{H}[\phi_K(f)]\} - |K(f)|^2) \end{aligned}$$

(5.12) 式の a は非負の定数とする。(5.12) 式は震源の周波数帯域が制限されたデータに対して、付加すべき白色ではないノイズのパワースペクトラムに対する最終的な表現となっている。(5.12) 式が意味していることは以下の事実である。もしも震源ウェーブレットの位相が既知であれば、反射係数列の位相を変化させないようなホワイトニングデコンボリューション処理が可能となる。

(5.12) 式より実際に適用されるホワイトニングデコンボリューションの演算子は次のようにして求められる。(5.12) 式を变形する。

$$|K(f)|^2 |Q(f)|^2 + F(f) = a |Q(f)|^2 \exp\{-2\mathcal{H}[\phi_K(f)]\} \quad (5.13)$$

次に $|H(f)|$ は (5.6) 式と上式より (5.14) 式で求められる。

$$|H(f)| = \left(|K(f)|^2 |Q(f)|^2 + F(f) \right)^{1/2} = \frac{\exp\{2\pi[\phi_k(f)]\}}{\sqrt{a} |Q(f)|} \quad (5.14)$$

またこのフィルターの位相スペクトラムは、最小位相のため振幅スペクトラムより (5.15) 式で求まる。

$$\phi_H(f) = 2\pi[\phi_k(f)] \quad (5.15)$$

このフィルターを適用することができれば所望の結果が得られる訳である。

しかしながらこれらの方程式は一般的な場合には、 $Q(f)$ または $K(f)$ と $\phi_k(f)$ が既知でないため、(5.14) 式を実際の場面で適用することは困難である。そこで以下で述べるいくつかの仮定を設けて、震源ウエーブレットに対する情報が得られているパイロサイスデータに対する処理を考える。

まず最初の仮定は通常のデコンボリューション処理においても必要となった仮定である。すなわち反射係数列は白色雑音と見なすことができると考える。するとウエーブレットの振幅スペクトラムは、観測データのスペクトラムと一致する。

$$|K(f)| |Q(f)| = 1$$

2番目の仮定は地下の地質的な影響による波形変形の効果は、パイロサイスの周波数帯域の外側ではほぼ一定値 Δ と仮定する。観測データではパイロサイスの周波数帯域の外側の情報はゼロである。そのためこの外側の周波数領域に対する情報は何も持っていない以上、この仮定は合理的である。するとこの2つの仮定によって (5.12) 式は (5.16) 式で書き換えることができ、この式が $F(f)$ の値となっている。

$$P(f) = \Delta \left(\exp\{-2\pi[\phi_k(f)]\} - \exp\{-2\pi[\phi_k(f)]\} \right) \quad (5.16)$$

この (5.16) 式から付加ノイズに対する最適な値を近似的に決めることができる。もしもウエーブレット $K(f)$ がクラウダーウエーブレットの場合にはゼロ位相のため、 $\phi_k = 0$ となり、

$$a \exp\{-2\pi[\Phi_K(f)]\}$$

は一定値 a となる。さらに定数 a を $|\chi(f)|^2$ の最大値にとると、(5.16) 式の括弧の中は、パイロサイスデータの周波数帯域でほぼゼロとなり、その外側で Δa となっている。つまり $P(f)$ は、パイロサイスデータの周波数帯域ではゼロとなる周波数特性を持っている。これを逆フーリエ変換し時間領域で表わすと、(5.5) 式の関数となる。このことは(5.4)式において加えるべき付加ノイズは(5.5)式で与えられるある周波数帯域がゼロとなったタイプの付加ノイズでよいことを意味している。

5. 3 白色ではない付加ノイズ量の評価法

ここでは(5. 4)式の白色ではない付加ノイズのパラメタ α 値の決め方について考察を行う。白色ではないノイズを付加する基本的な考えを理解するために、簡単な例を用い周波数領域での挙動を考察する。入力データのパワースペクトラムを図5-1 aに示す。これはバイプロサイスのデータが多重反射の影響でパワースペクトラムが変形されている様子がわかる。次にデータから求められた自己相関関数に $\alpha = 0.5$ として(5. 4)式の付加ノイズを加えて修正した入力のパワースペクトラムを図5-1 bに示す。図5-1 cは修正された自己相関関数をもとに計算されたホワイトニングデコンボリューションの演算子のパワースペクトラムを示す。次にデコンボリューション処理を施した出力のパワースペクトラムを図5-1 dに示す。これは多重反射の影響がないバイプロサイスのウェーブレットのパワースペクトラムとなっている。(5. 16)式から明らかのように、信号が存在する周波数帯域では $P(f)$ はゼロのためノイズは付加されない。このため信号が存在する周波数帯域では、反射係数列の振幅スペクトラムはこのフィルターによって白色化される。これは通常のホワイトニングデコンボリューション処理と同じであり、付加ノイズの振幅スペクトラムへの影響はない。

では具体的に時間領域でこの白色ではない付加ノイズの効果を見ていく。図5-2 (a)に示したのはバイプロサイス震源の波形である。いま地下では非常に短周期の多重反射を作り出す原因が存在していると考えられる。図5-2 (b)に短周期の多重反射の例を示す。これに図5-2 (a)のウェーブレットをコンボリューションすると仮想的な入力を作成される。これを図5-2 (c)に示す。このデータに対してここで提案した手法を用いてデコンボリューション処理を適用した結果を図5-2 (d)に示す。予測型デコンボリューション処理は短周期の多重反射の除去には有効ではなかった。しかしながらこの例が示すように、白色ではない付加ノイズを加えればほぼ完全な希望出力が得られた。

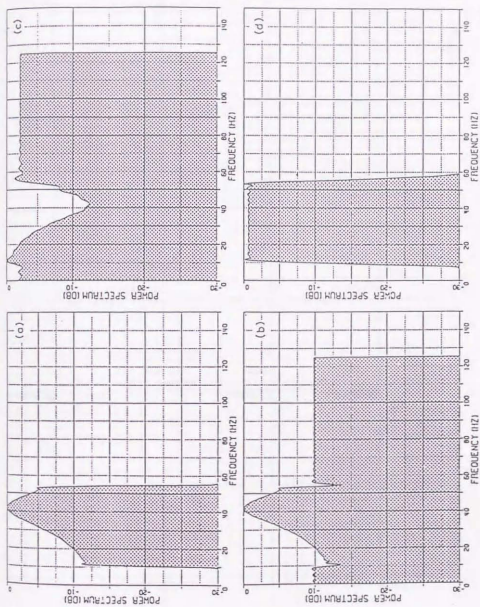


図5-1 (a) 入力データに対するパワースペクトラム：(b) 白色でない付加ノイズを加えた時の修正されたパワースペクトル：(c) (b) によってノイズを加えた場合のデコンボリューションの演算子のパワースペクトラム：(d) デコンボリューション処理の出力のパワースペクトラム

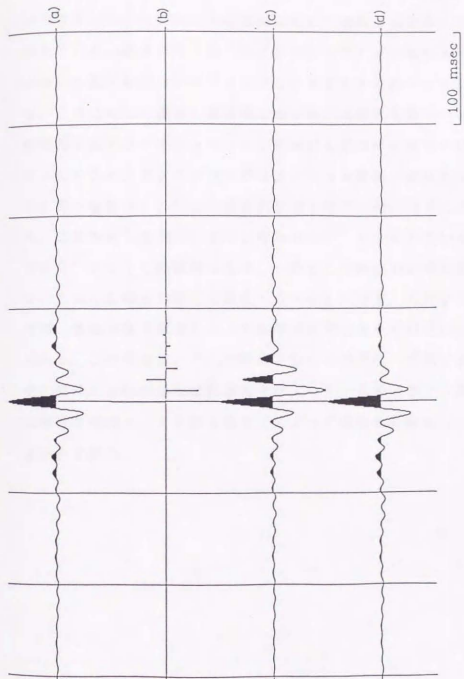


図5-2 (a) パイプロサイス震源のウェーブレット；(b) 短周期の多重反射列
 ；(c) デコンボリューション処理への入力データ；(d) 白色でない付
 加ノイズを加えて行ったデコンボリューション処理の出力

位相補正法デコンボリューションと比べて本論文で開発されたデコンボリューション手法が優れている点は、クラウドアーウエーブレット自体が何らかの変形を受けている場合である。最初の例は図5-3に示してある通り、クラウドアーウエーブレットが周波数によらず一定の位相のシフトが生じている場合である (Levy and Oldenburg, 1987)。図5-3 (a) にはクラウドアーウエーブレットの位相を 60° 回転させたウエーブレットが示されている。図5-3 (b) はこのウエーブレットに対して繰り返し時間が長い多重反射がコンボリューションされた入力のトレースが示されている。これに対して通常の位相補正法を用いた結果を図5-3 (c) に示す。位相補正法デコンボリューション処理は入力の位相をゼロ位相と仮定して、さらにホワイトニングデコンボリューション演算子の位相は最小位相であると言う事実から、出力の波形の位相をゼロ位相に戻すような手法であった。このため入力波形がゼロ位相から 60° シフトしていると、出力もまた 60° シフトした波形となる。一方ここで開発した手法において $\alpha = 0.3$ とした場合の結果を図5-3 (d) に示す。この手法による結果の方が、物理探査技術者にとっては希望出力であるゼロ位相の波形に近づいている。この理由は、ここで開発された白色でない付加ノイズを加える手法は信号が存在する周波数領域では入力データを保存するが、その外側では適当な付加ノイズを加えることによって出力の位相をコントロールできるからである。

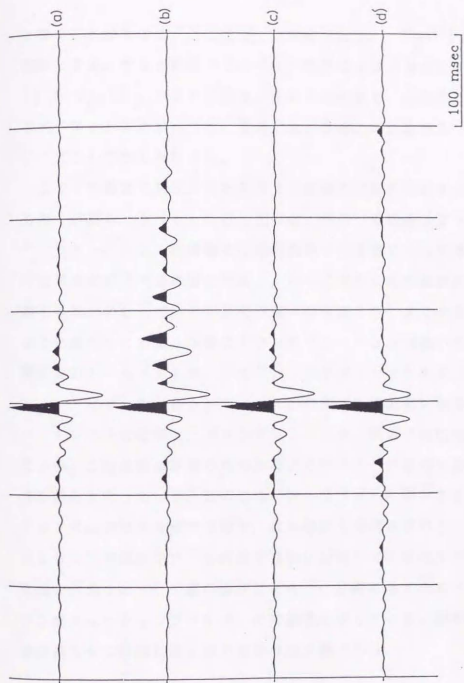


図 5 - 3 (a) ハイプロサイズ波形の位相を 60° ずらした時の波形；(b) この
 入力波形に多重周波系列をコンボリューションして作った入力データ；
 (c) 通常の位相補正法を適用した場合のデコンボリューション処理の出
 力；(d) ここで述べてきた周波数帯を制限したノイズを加えた場合のデ
 コンボリューション処理の出力。この場合には出力波形はほぼゼロ位相の
 波形と考えると良い。

この例においても前の章で展開してきた理論的な考察を用いて検討を加えることができる。この場合は $\hat{\phi}_k(f)$ はもはやゼロではない。しかしながらウエーブレットの位相はある一定の角度だけシフトした量であるため、

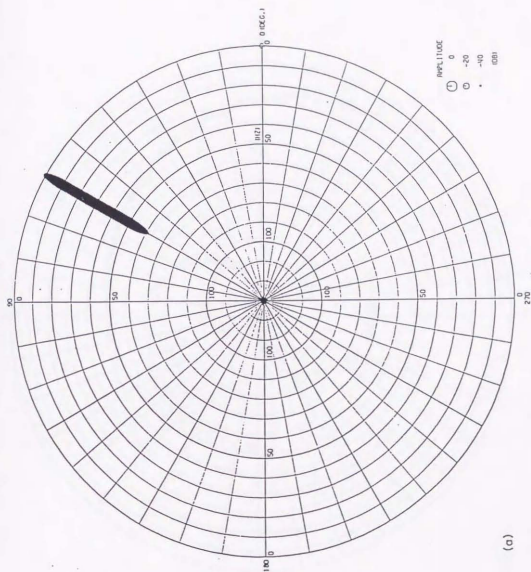
$$\hat{\phi}_k(f) = \epsilon \operatorname{sgn}(f)$$

と書くことができる。ここで ϵ は定数であり、 $\operatorname{sgn}(f)$ は符号を取る関数とする。すると定数のヒルベルト変換はゼロになることから、

$\mathcal{H}[\epsilon \operatorname{sgn}(f)]$ はゼロとなる。そのため位相を一定の角度シフトさせたウエーブレットにおいても、信号がない外側の周波数領域では一定の値をノイズとして加えればよい。

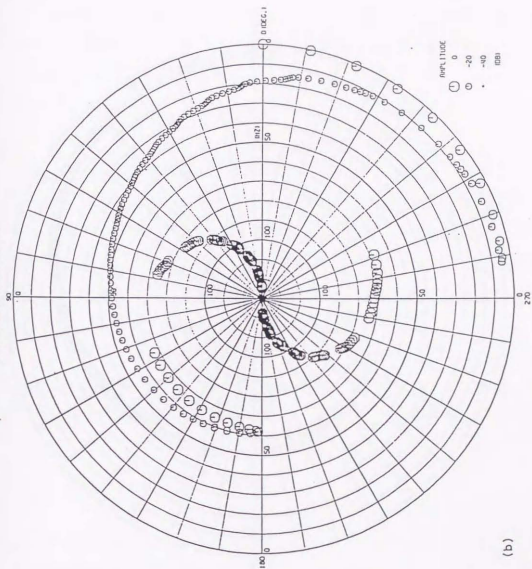
ここで本論文で開発された処理での振幅と位相の関係をもう一度整理しておく。図5-4(a)に示したのは、 60° 位相をシフトさせたクラウダーウエーブレットの振幅と位相の関係を円図表で示してある。一番外の円は周波数がゼロの場合に対応し、中心に向かって周波数が10Hzずつ増える表示になっている。位相はゼロから 360° まで変化して1周するように表示してある。同様にデコンボリユーション演算子の振幅-位相の関係を図5-4(b)に、またデコンボリユーション処理の出力は図5-4(c)に示した。図5-4(c)の位相は、周波数に依存しない入力ウエーブレットの位相と、デコンボリユーション演算子の位相との和になっている。この位相は図からもわかるようにスイープ信号の周波数帯域ではほぼ線形となっている。このため図5-3(d)においてデコンボリユーションの出力はほぼゼロ位相で、ほんの少し時間がずれている。言い換えると 60° の位相シフトを時間の遅れに変換してしまっている。結局周波数域の外側での α の値の選択によって、非常に多くのホワイトニングデコンボリユーションフィルターの可能性を示している。最も適切な α の値は最もゼロ位相に近い出力を作り出す値である。

INPUT MOVELET



(a)

図5-4 a 図5-3の (a) のデータに対する振幅と位相の関係。



(b)

図5-4b 図5-3の(c)のデコンボリューション演算子の振幅と位相の関係。

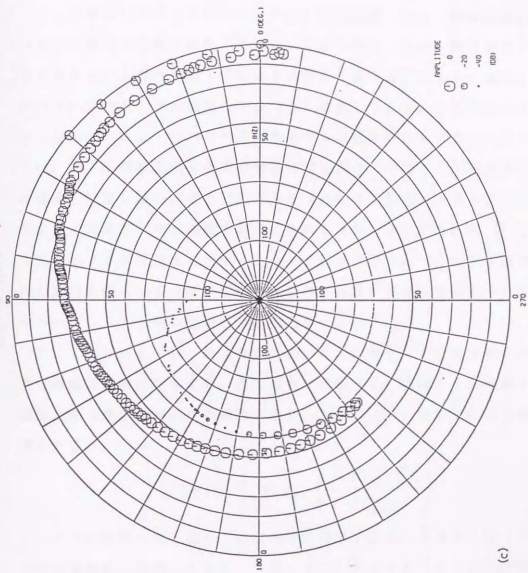


図5-4c 図5-3の(d)で示したデコンボリューション処理の出力に対する振幅と位相の関係。

最後に、特に重要と思われる地下の非弾性的効果によって震源波形が減衰の影響を受けたパイロサイスデータに対して、本論文で提案したデコンボリューション処理の応用を考える。Gibson と Larner (1984) によると、この場合には通常の位相補正法では満足する結果が得られない。彼らは指摘していないがその理由は、減衰の Q の効果による位相のシフトが生じているからである。

ここで開発したデコンボリューション手法を用いると、簡単な修正によってこの難問を克服できた。ウエーブレットは $Q = 50$ の減衰を受けていると考える。入力のパワースペクトラムは図 5-5 (a) に示す。またこの時のパワースペクトラムは図 5-5 (b) に示してある。ここで図から明らかにウエーブレットのパワースペクトラムは近似的にもフラットとは言えない。即ち高周波数側と低周波数側に同じ割合の付加ノイズを加えることは適当とは言えない。そこで図 5-5 (c) に示したスペクトラムを持つ付加ノイズのフーリエ変換を求め、それを (5.4) 式の行列 \mathbb{P} とした。この付加ノイズを加えてホワイトニングデコンボリューションを適用した時の出力を図 5-5 (d) に示す。これは減衰が無いときの元のクラウダーウエーブレットの形に充分近い出力となっている。

ここで図 5-5 (c) のような付加ノイズの形 $P(f)$ を決めるのに必要な理論的な検討を与える。この場合には $Q(f)$ は地下での減衰・分散関係を表す最小位相の変換関数である。ここで $|Q(f)|$ は以下のような式で表される。

$$|Q(f)| = \exp\left\{\frac{-\pi T f}{Q}\right\}$$

ここで T は伝播時間であり、 Q は地下の Q 値である。すると $|Q(f)|$ は指数関数的に減衰しており、(5.12) 式より $F(f)$ も指数関数的に減衰している。そのためスイープ信号の周波数帯域の外側では、低周波数の部分と高周波数の部分では異なった値を使う法が合理的である。これは図 5-5 (c) に示すようなノイズを考えることで実現できる。すなわち高周波数側では付加するノイズの量は、低周波数側と比較して $|Q(f)|$ が指数関数的に減衰しているため少なくすればよい。

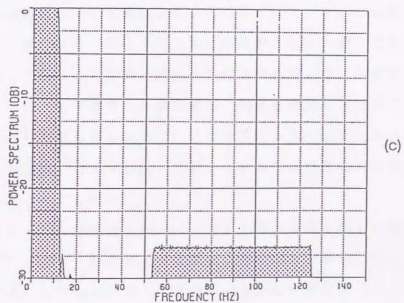
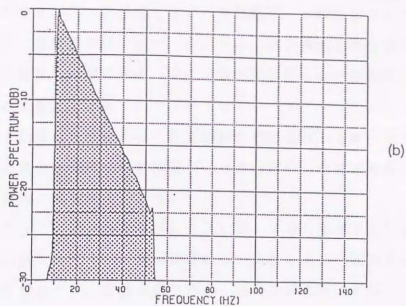


図 5-5 (a) $Q=50$ の影響を受けたバイプロサイスのウェーブレット：(b) 入力となるバイプロサイスの波形のパワースペクトラム：(c) この場合に加えたノイズの量：(d) ここで開発してきたノイズを加えた場合のデコンボリューション処理の出力

第5. 4章 ガス層の拡がりの推定

ここで提案した手法を実際のバイプロサイスデータへ適用した例をもとに、白色ではない付加ノイズを用いるデコンボリューション処理手法の適用性を検討する。ここで使用したデータは第2. 3章の図2-6で示したバイプロサイス震源を用いたデータである。高分解能化処理を施さない記録断面を再度図5-6に示す。0. 7秒の所に見られた強振幅の後ろの波は実際には反射面ではなく、ウェーブレットのアフターフェーズであった。一方ここで提案した手法による高分解能化処理を行った結果を図5-7に示す。この場合も同様に坑井検層データから作成した合成地震記録を、重合同録断面内に挟み込んである。

さて図5-7に示された結果によると0. 7秒に見られた強振幅は予想通り単一の波に整理され、合成地震記録と非常に良い一致を見せている。また0. 9秒及び1. 2秒に見られた一連の反射波群はデコンボリューション処理の結果非常に明瞭に識別できるようになった。この両者の違いをより詳しく見るため、図5-8にはこの両者を坑井の部分で拡大した図を示す。図5-8(a)は高分解能化処理を施していない場合であり、図5-8(b)はここで提案した高分解能化処理を適用した結果である。これらの結果からも明らかなように、ここで提案した白色ではない付加ノイズを加える手法は、バイプロサイスデータの高分解能化処理において非常に有用な手法と考えられる。

また図5-7の結果とウェーブレット処理の結果を示した図3-16とを比較すると、0. 7秒に見える反射波は両者共に分解能は向上していることがわかる。しかしながら1. 23秒の反射波に着目すると、図5-8に示した白色ではないノイズを付加したホワイトニングデコンボリューション処理の結果の方が反射波の連続性がよい。さらに図4-9に示した予測型デコンボリューション処理の結果とも比較すると、ここで開発した手法による図5-7に示す高分解能化処理の結果が最も分解能が向上していることがわかる。

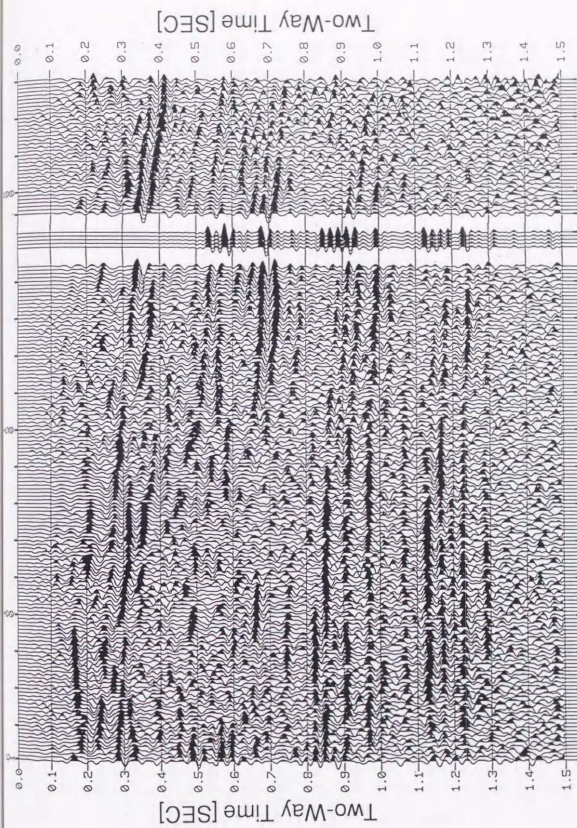


図5-6 バイプロサイスを震源として取得された反射法地震探査記録断面図。高分
 解能化に必要な処理は施されていない。坑井検層データから作成された合
 成地震記録を同時に示す。0.7秒に見られる反射波は明らかに波形変形
 を受け分解能が低下している。

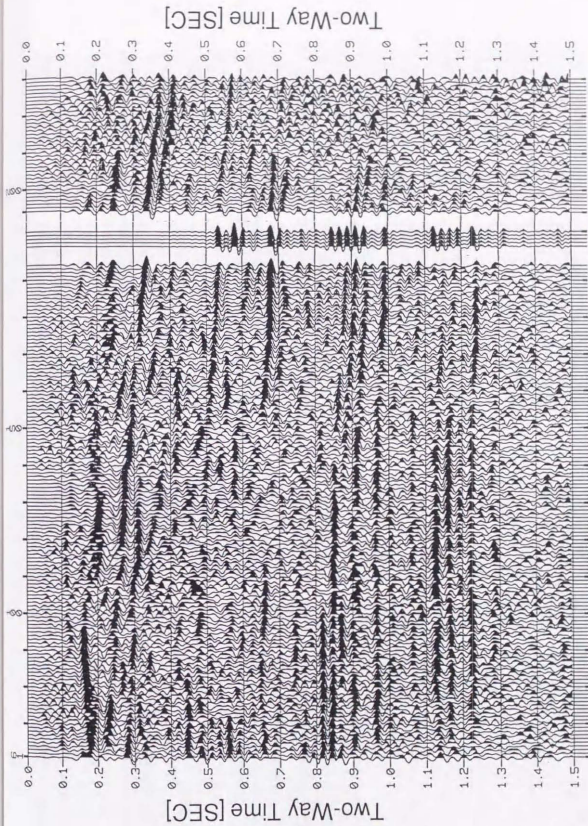


図5-7 ここで開発したパイロサイスターダに対する高分解能化処理を適用した記録断面。合成地震記録とは非常に良い一致を示している。0.7秒の強振幅は反対面との良い対応を示している。

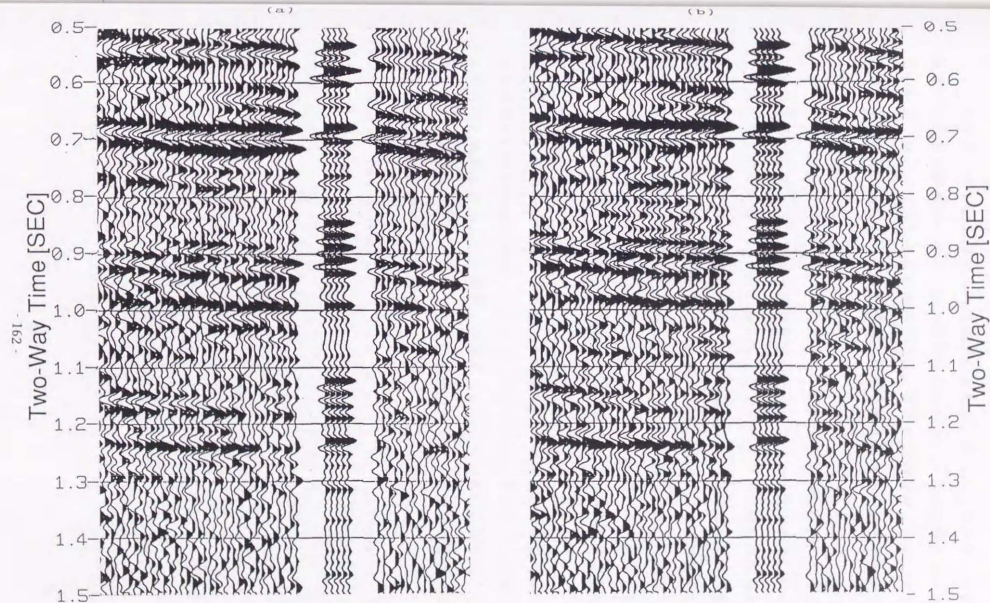


図5-8 坑井近傍の反射記録の拡大図。：(a) 高分解能化処理を施していない記録断面。：(b) 高分解能化処理を施した結果。ガス砂岩層を含む1.1秒から1.2秒の反射波群の同定が可能となった。

ここで提案した手法を適用した地域での探鉱は、まずパイロサイスを震源とする地震探査が行われ、その結果を元にいくつかの試掘がなされた。その結果、薄いガス層の存在が確認された。そこで地震探査データに対する解釈作業の石油探鉱上の次の課題は、確認されたガス層の拡がりの推定である。

よく知られているようにガス層の存在は、地震反射記録断面図上に種々の特徴をもたらす。これらは一般にまず振幅異常として認識される。図5-7で示した地震測線と、CDP番号112で直交する別の測線の記録断面を図5-9に示す。ガス層の確認という立場でもう一度地震探査断面を見ると、図5-9のCDP番号125から170の時間1.13秒付近の反射ホライゾンの様相が異常であることに気づく。具体的にはこの領域はなだらかな背斜構造のトップに位置している。その中に負の非常に強い振幅を待ち、上部の構造を表わすホライゾンとは違うほぼ水平な反射が存在している。

実はこの測線上にも試掘井があり、その結果によると、このホライゾンは頁岩中に挟み込まれた厚さ15メートルの砂岩層に存在するガスの影響によるものと解釈できる。この測線ではおそらくこのガス層の拡がりは、CDP番号125からCDP番号170の範囲であると、地震断面図上に表れた振幅異常の範囲等から認識できる。

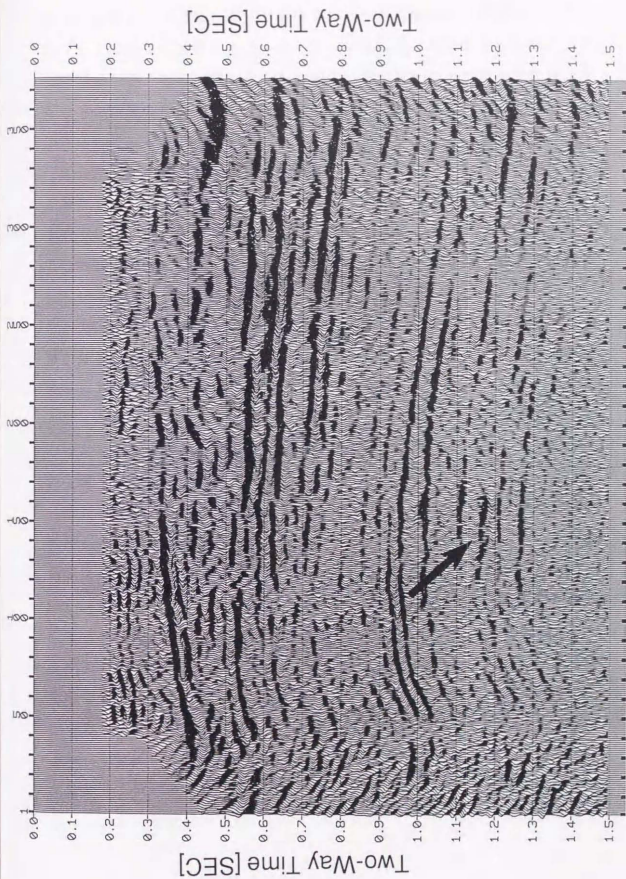


図5-9 図5-7と直行する別の測線の記録断面図。矢印で示した部分にガス層の存在を示唆するブライトスポット現象が確認される。

さて図5-7に示した測線は、図5-9の測線のCDP番号165で交わる。この2つの測線はデータ処理を行った際の静補正の値が違うため、図5-7に示した測線は図5-9と比べて全体的に約30ミリ秒ほど上方に時間がシフトしている。そのため図5-9で見られた異常な反射波は図5-7の測線のCDP番号112で時刻1.1秒の所に見られる負の反射に対応している。

また図5-7での測線で振幅異常がはっきりしないのは、この測線はガス層の拡がりの端を通っているためと、この測線は構造のストライク方向を切るため、構造が断面図上でほぼフラットである為である。このことはこの測線での解釈作業、具体的にはガス層の拡がりの同定を著しく困難にしている。

一方、図5-7のCDP194に示した合成地震記録を作成した坑井において、着目している砂岩層からのガスの兆候はなく、完全な水砂岩層であった。すなわちガス層は、図5-7の測線ではCDP番号112から194の坑井の位置まで間で尖滅している。このガス層が尖滅した位置の推定はガスの埋蔵量評価に際しては本質的な問題であり、どうしてもその位置を推定する必要がある。

坑井検層データによる詳細な検討の結果、この地域では含水砂岩と含ガス砂岩と頁岩の速度の関係は、含水砂岩の速度が最も大きく、ついで頁岩、含ガス砂岩の順であることがわかった。このため含水砂岩層が頁岩中に挟み込まれている場合には、この含水砂岩層からの反射波は正の振幅を持つ。一方含ガス砂岩が挟み込まれている場合には、含ガス砂岩では頁岩よりも弾性波の伝播速度が遅いため負の振幅を持つ。この事実は図5-9の矢印で示した強い負の振幅をもつ反射面によって示されている。

一方ガスは存在せず、完全な水砂岩であった坑井の位置では、この砂岩層からの反射は、正の反射に対応するはずである。事実この砂岩は図5-7の測線上の試掘井の、合成地震記録上では1.13秒の正の反射波に対応していることがわかった。図5-10に図5-7の拡大した図面を示す。

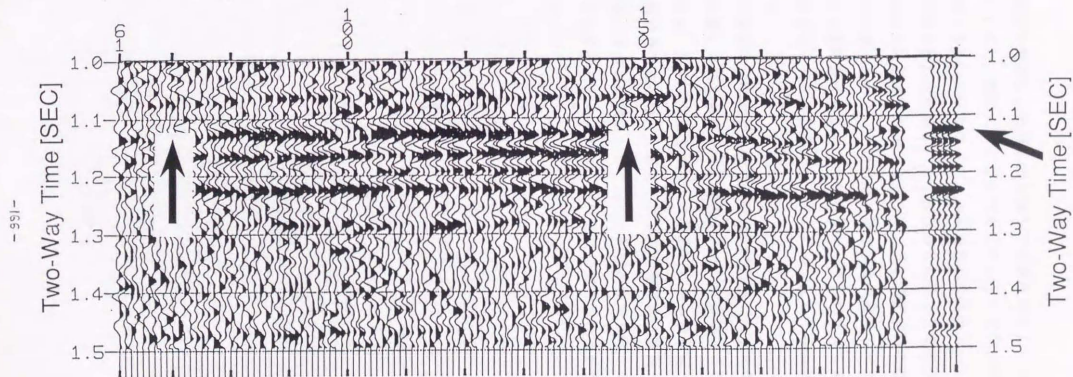


図5-10 図5-7の記録断面の拡大図。1.1秒直下に矢印で示したのは坑井データより確認された厚さ15メートルの水砂岩層。CDP番号70から147の矢印で示した負の反射波はガス層の拡がりを示している。

さて本論文で提案した処理手法を施して分解能が向上した図5-10を詳細に検討すると、確かにこの砂岩に対応する正の反射波がCDP番号194で確認できる。このホライゾンに左の方向に追っていくと、CDP番号147付近で位相が反転し、負の反射波になることがわかる。これは含水砂岩から含ガス砂岩へと変化したため、反射地震記録の位相が反転した結果であると考えられる。この現象は位相反転現象としてガス貯留層の探鉱に利用される現象である。この結果図5-10に示した測線上でガス層の拡がりはほぼCDP番号70からCDP番号147の範囲であることが推定される。

これらの解釈作業の結果ここでの探鉱上の課題であった15メートルという非常に薄いガス層の拡がりの推定が、ここで提案した処理手法を適用することによって、より容易になったと思われる。今後益々層位トラップの探鉱が多くなるに従い、このような解釈作業はより重要になってくると考えられる。それには図5-6で示した記録断面では不十分であり、とりわけパイロサイズデータに対してはここで開発した高分解能化処理が有効であろう。

バイプロサイスデータに対して高分解能化処理の適用を考えた時、2つの問題が存在していた。震源ウェーブレットがゼロ位相であること、及びスweep信号の周波数帯域が制限されていることである。今までこの問題の解決策としては、前者に対しては予測型デコンボリユーション処理の適用を行い、後者に対してはプレホワイトニングの手法を用いてきた。しかしながら予測型デコンボリユーションの適用は第4章で論じたように完全ではなかった。また第5.2章で述べたようにプレホワイトニングの手法は、バイプロサイスの持つ先験的な情報を充分生かしてはいない。そこで本論文においては、この2つの問題点を同時に解決できる新しいデコンボリユーション手法の提案を行った。

本来分解能の観点から見るならば、どのような場合であれ高分解能の記録が欲しい時は、ホワイトニングデコンボリユーション処理を適用すべきである。しかしながらこの手法は最小位相のデータにしか適用できない。その理由は、ウェーブレットに対して最小位相の仮定が必要であったためである。つまり最小位相の仮定を設けると、デコンボリユーション処理の演算子は位相を含めて一意に決まる。この事実は以下のような非常に重要な点を示唆している。すなわちデータから計算される、デコンボリユーションの演算子を計算するのに必要となるパワースペクトルを、恣意的に変えればデコンボリユーションの演算子を変えることが出来る。

一方バイプロサイスのデータは信号の周波数帯域が制限されていた。このため逆問題で生じる不適切問題を回避する必要があった。この場合、適切化の観点から言えば信号が存在しない周波数領域のみにノイズを加えるべきである。そこで本論文では信号が存在しない周波数領域のみにノイズを加える手法を開発した。ここで重要な点は、加えるべきノイズの量は不適切問題の回避だけであれば本来自由である。しかしながら加えるべきノイズの量を変化させることは、デコンボリユーションの演算子の計算に必要なパワースペクトラムを変えることに相当する。

この2つの事実、パワースペクトラムを変えればホワイトニングデコン

ポリューションの演算子は変えられることと、不適切問題の回避のためだけであれば、信号が存在しない周波数領域に加えるノイズの量は自由であることを合わせ考えれば、入力の位相がなんであれデコンポリューション処理の出力がゼロ位相になるような演算子が、ノイズの量を調整することで原理的に求められる。この事実をもとに、第5.2章においてデコンポリューション処理の出力波形の位相を解析的に評価し、新しいノイズの付加法を提案した。この結果今まで不可能と考えられてきた最小位相ではないパイロサイスデータに対するホワイトニングデコンポリューション処理の道を開いた。さらにこの手法を実際のデータへ適用した結果によると、データ処理後の重合記録は層位トラップの探鉱に耐え得る十分な分解能が得られていると思われる。

第6章 順問題としての波動伝播経路の決定

6.1 波動伝播経路

第1章において述べたように、逆問題の解法には事前に順問題に対する充分な考察と評価が必要であった。特に地震波を用いたデータ解析においては(1.1)式におけるグリーン関数が、実は波の伝播経路を表す事が多い。良く知られている様にトモグラフィーの解析や、代表的インバージョン処理であるマイグレーション解析では、波の伝播経路を知る事は、問題が解けるかどうかの重要な分かれ目である。本章において波の伝播経路の決定問題を取り上げる理由は、反射法地震探査データのより高分解能化を望むには、前の章まで議論してきたいくつかの手法に加え、さらにトモグラフィー解析を用いた表層補正法の開発やマイグレーション処理が欠かせない為である。

今まで非常に多くの研究者が地震波の伝播に関する研究を行ってきた。それらは地震波の伝播現象をつかさどる波動方程式の解法の手法によって、大きくは次の2つのグループに分類する事ができる。

(1) 解析的手法

(2) 数値的手法

歴史的に見るならば、大型計算機の出現以前は(1)の手法が中心であった。しかしながら近年の計算機の発達によって、現在では非常に多くの優れた数値的解法の手法が開発されている。ここで取り上げる手法は、伝播する地震波の周波数が高い様な場合を考えた近似式、アイコナル方程式に対して(2)の数値的手法の適用を行った。

アイコナル方程式を用いて波の伝播を議論する方法は、一般に波線法と呼ばれている。波線法と呼ばれる理由は、波の伝播経路を幅を持たない一つの線で表現し、発震点と受振点を結ぶ線に沿って波が減衰せずに伝播して行くと考えられるためである。このため波の走時や、伝播経路に関しては正確に推定する事が可能であるが、一般には波の振幅についての議論は非

常に困難であり、正確でない場合が多い。

波線法は自然地震の解析のために、今まで多くの研究者によって古くから研究されてきた (Cerveny et al., 1977, Aki and Richards, 1980)。そして最近この様な波線法は、逆問題の典型的な例であるトモグラフィー解析に応用され、地下構造モデルに対して走時や波線経路の推定に応用され始めた。

波線法の中でもシューティング法と呼ばれる手法は、今まで研究されてきた典型的な波線法の一つである。この手法は、基本的に二つのステップに分割できる。最初に震源からあるシューティング角度を持つ波線を決め、この波線の挙動をスネルの法則で評価する。即ち各々の地層の境界では、スネルの法則によって波線は曲げられ、反射、屈折を繰り返しながら受振点に到達すると考えるわけである。そしてこの決定された波線に沿って走時を計算する。つまり先ず波線の経路を決定し、次にこの波線経路に沿って走時が計算される。この様な波線追跡法を、セルモデルで記述された地下構造に対して適用すると、色々な問題点がある事が知られていた。そのため実際の構造に対してこの手法の単純な適用は不可能であると考えられてきた。

一般にトモグラフィー解析においては地下モデルは一定の速度を持ったセルの集まりとして記述される。そこでこの様なセル構造を持ったモデルに対して色々な波線法が開発されてきた。Langan et. al. (1985) は速度勾配を持つ様なセルモデルを考え、伊東他(1983)、佐々他(1988)、斉藤(1989)はホイヘンスの原理に基づく手法の開発を行った。また Moser(1989) はこの問題に対してグラフ理論を適用した。

一方通常の波線法を持つ問題点の多くは、前に述べた、波線の決定と走時の計算の、二つのステップを逆にする事で回避できる事が著者によって指摘された (Matsuoka et. al. 1991)。即ち最初に走時を計算し、次に計算された走時を基に波線経路を決定する考えである。セルの点での走時のデータは、実は震源からその点までの波線経路の情報を暗に含んでいる。このためセル構造に対して走時が判れば、実は波線経路は逆に推定する事が出来る。

ここで著者が開発した手法 (Matsuoka and Ezaka 1992) は、波動伝搬現象を支配する2つの基本原理に基づいている。即ち、波線経路に関する定理である、「相反定理」と、走時に関する原理である、「フェルマーの原理」を用いる波線法を開発した。

この手法は、通常の波線法が直面している色々な問題点を解決できると同時に、計算時間の上でも効率的である事がわかった。またセル構造に対して開発されてきた今までの波線法では、透過波の伝播経路の推定はできたが、反射波の経路の推定は不可能とされてきた。しかしながら相反定理とフェルマーの原理を組み合わせる事で、波の反射点の位置を正確に知る事が可能となり、ここで開発した手法は反射波に対しても適用可能となった。これによって複雑な構造を持つ実際のデータに対しても反射トモグラフィの適用の道が開かれた。

6. 2 セル構造に対する波線法の適用限界

波線法を用いて波線計算するには、基本的に2つの考え方があった。一つはシューティング法であり、もう一つはペンディング法 (Julian and Gubbins 1977) である。シューティング法は取扱いが簡単であるためペンディング法に比べて広く使われて来た。しかしながらこの手法を、トモグラフィ解析などで使われるセル構造で表現された地下モデルに適用しようとするると以下で述べる様な色々な問題が生じてくる。

(1) ヘッドウエーブを取り扱う事が出来ない。

坑井間トモグラフィなどの場合には、初動はヘッドウエーブである事が多い。このため初動データを基にインバージョンを行う場合にはこのヘッドウエーブを考慮しなければならない。しかしながらシューティング法においてはこのような波を取り扱う事は不可能である。その理由はヘッドウエーブは一つのシューティングの角度を持った波から無限の波線が分岐してくるからである (図6. 1参照)。

(2) 波の多重伝播経路を取り扱えない。

通常、各々の震源と受振点の組を考えると、波線はただ一つだけ存在していると仮定している。トモグラフィ解析においては、もしも直達波とヘッドウエーブとが同時に受振点に達したら、これらの各々の波線経路を決める必要がある (図6. 1参照)。その理由はインバージョンの際波線経路が増える事は独立な方程式の数を増やす事であるからである。しかしながら通常の波線法では単一の波線経路しか考えていないため、多重伝播経路が生じるときにはこの問題を取り扱えない。

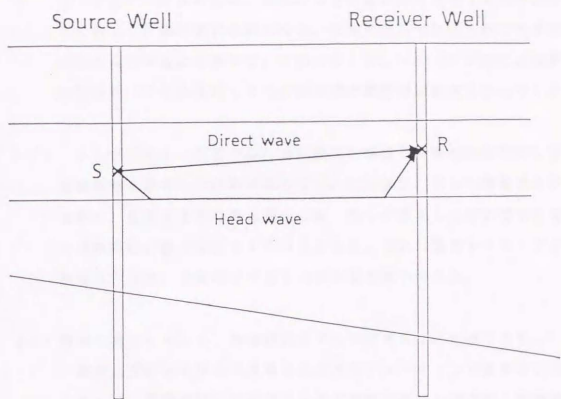


図 6 - 1 多重伝播経路の例。坑井間トモグラフィーにおいて、震源 S と受振点 R で直達波とヘッドウェーブが同時に到達した場合を示している。

(3) 計算時間がかかる。

セル構造を持つモデルに対して、多数の震源と受振点の組を考えると、通常の方法では非常に多くの計算時間が必要となる。シューティング法での計算時間は、基本的には波線経路が通過する境界の数に比例して計算時間が必要となる。セルモデルでは明らかに境界の数はセルの個数に比例する。このため、シューティング法での計算時間は多くのセルを持ったモデルでは計算時間は膨大となってしまう。

トモグラフィー解析では、当然全ての震源と受振点の組に対して波線経路を推定しなければならない。この事は、もしも震源が50存在し、受振点も50ある場合には、我々が推定しなければならない波線経路の数は全部で2500となる。これは通常トモグラフィー解析を行う際、計算時間が最も必要となる部分である。

(4) 複雑な構造に対して、波線経路を見つけだす事は不可能である。

震源と受振点を決めて波線を決定するシューティング法を用いるときには、波線経路の終点がちょうど受振点に来るように、多数の試行錯誤が必要となる。さらにこの試行錯誤の手法が使える理由は、震源での射出角と波線の終点の位置とが線形関係にあると仮定しているためである。即ち射出角をほんの少し変えると、波線の終点の位置もほんの少し変化するという仮定である。

しかしながらこのような線形関係は、地下構造が複雑な時には、いつも成立しているとはいえない。この事は複雑な構造に対して、シューティング法を用いて震源と受振点を結ぶ波線経路を見いだすに、非常に多くの試行錯誤の繰り返しが必要となり、最悪の場合には試行錯誤の手法では成功しない。

上で述べた色々な問題が発生してくるのは、原理的には以下のような理由によっている (Matsuoka et. al. 1991)。

波線追跡問題においては、波線の経路と、その経路を伝播する時間とい

う2つの異なった物理量を取り扱わなければならない。そしてシューティング法では、ある波線を表現するのに、シューティングの角度を用いる。そのため多重波線の問題や、波線が途中で分岐する現象、例えばヘッドウェーブ等を取り扱う為には、1つのシューティング角度に対して多数の波線に対応させなければならない。つまりシューティング角度と波線経路の1対1の対応が崩れる。このため波線が途中で分岐する点において新しい波線経路を定義し直す必要が生じる。そのため無限の分岐が生じるヘッドウェーブ等は、この手法では取り扱う事が不可能である。通常ヘッドウェーブを取り扱える手法は、ホイヘンスの原理を用いて、波線経路が分岐しても良い場合か (Saito, 1989)、グラフ理論による手法 (Moser, 1989) でしか無かった。

6. 3 フォワード、バックワード法

上で述べた困難性は、トモグラフィー解析等のようにセル構造モデルに対してシューティング法を適応する際本質的な問題点となっていた。この問題点を避けるために、Vidale (1988) はアイコナル方程式の数値解法を基礎として手法を、初めて提案した。この手法は具体的には以下のような方法である。

まず最初に、全てのグリッドの点の上で、アイコナル方程式に対して差分近似を用いて、数値的に解いて走時の値を求める。次に、波線経路は波面に対して常に直交しているという性質を利用して波線経路を推定する。

震源から受振点までの波線経路は実は最短時間経路ともなっているため、走時のデータを基に、受振点から震源に戻るように最急降下法を用いて波線を見つけ出す事が出来る。ここではこの様な手法をフォワード、バックワード法と呼ぶ事にする。その理由は先ずフォワード問題として震源からの走時を求め、次に受振点からこの走時を逆に追うバックワード問題として考えるからである。

このVidaleによる手法は、波線追跡問題が数学的には2つの異なった問題に分けて考える事が出来る事を示している。1つは与えられた地下構造モデルに対して、どの様にして走時を計算するかであり、もう1つはこの走時のデータからどの様にして波線を推定するかである。このため、最初の段階でアイコナル方程式を解いてヘッドウェーブに対する走時がもたてれば、次の段階でヘッドウェーブの波線経路を見つける事は比較的にやすい。

このアルゴリズムでは波線経路は受振点から震源へと求められていく為、試行錯誤の手法を用いる必要はない。たとえ地下の速度構造が非常に複雑であっても、一度走時データが得られれば、波線経路は次の段階で比較的単純な計算によって推定する事が出来る。この様な考えに基づき手法を採用する事によって、上で述べた通常のシューティング法が持っている多くの問題点を回避する事が出来る。

このフォワード、バックワード法の最も重要な利点は、走時の計算や波

線経路の推定のために色々な手法が適用できる点である。もしも走時の計算の手法において、ヘッドウエーブやクリティカル角度以上の屈折波等の波の走時を計算できるならば、それらの波線経路も推定する事が出来る。一般にセルモデルに対して走時を計算する手法は、既に以下のような手法が知られている。

- (1) アイコナル方程式の差分解法 (Vidale, 1988)
- (2) ホイヘンスの原理またはグラフ理論による方法 (Saito, 1989, Moser, 1989)
- (3) 波動方程式の数値解法 (Kelly et al., 1976)

このうちどの手法を選ぶかは、計算時間や結果の精度を考慮して、多くの手法の中から最も適切な手法を選ぶ事が可能である。

次に2番目の段階である波線の決定法では、Vidale(1988)によって最急降下法が提案された。しかしながらこの手法は多重経路の場合や反射波には適用できない。この欠点を克服し、走時のデータから多重経路が考えられる場合にも適用できる新しい手法を、以下において提案する。

6. 4 相反定理に基づく波動伝播経路の決定

6. 4. 1 原理

ここで開発した新しい手法は、波の伝播現象をつかさどっている2つの基本的な原理を用いている。その原理の一つは波線経路について述べた定理であり、もう一つは走時について述べた原理である（図6. 2参照）。

(1) 音響相反定理（波線経路について述べた定理）：

震源Aから受振点Bへ伝播する波の波線経路は、震源Bから受振点Aへ伝播する波の波線経路とまったく同一である。

(2) フェルマーの原理（走時について述べた原理）：

2点間を結ぶ地震波の伝播経路の走時は、全ての近傍の経路の走時と比較して最小となっている。

この2つの原理を組み合わせる事で波線経路を推定するアルゴリズムを開発する事が可能となった（Matsuoka and Ezaka 1992）。

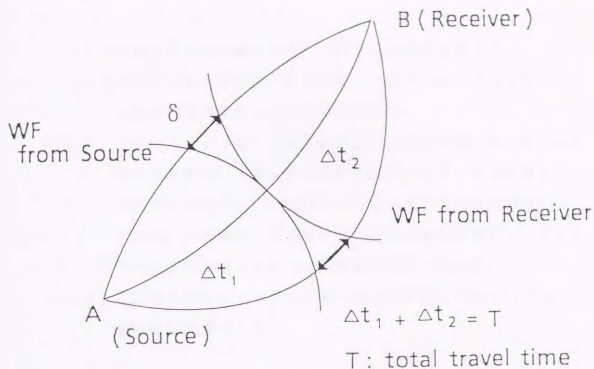


図 6-2 波の伝播現象における相反定理とフェルマーの原理を示す。震源 A で作り出された波が受振点 B に到達する経路は、震源と受振点を入れ換えても同一である（相反定理）。そこで震源 A から受振点 B への初動の波線を考えると、震源 A からの走時と、受振点 B からの走時の和である全体走時は、フェルマーの原理によって、最小時間となっている。この初動の伝播経路以外の他の経路の全体走時は、必ず初動の走時より大きい。この事より、全体走時の最小値の経路が、初動の波線経路である事がわかる。

6. 4. 2 アルゴリズム

具体的なアルゴリズムは次の4つのステップに分ける事が出来る。

- (1) 震源Aからセル構造の全ての点での走時を計算する。
- (2) 受振点であるBに仮の震源を考え、全てのセルの点に対してこの仮想的な震源からの走時を計算する。
- (3) この(1)と(2)で得られた2つの走時の値の和である全体走時を求める。この全体走時は震源Aからグリッドの考えている点までの走時と、受振点Bからこの点までの走時の和となっている。一度震源と受振点からの全体走時が求まれば、フェルマーの原理を用いる事で波線経路の推定が出来る。
- (4) この全体走時のマップ上で最小値の点を追っかけていけば、波線経路は決定される。

図6. 2にこの手法の原理とアルゴリズムを示す。中心の波線が求める波線である。この波線に沿った走時は、震源A点からの走時 Δt_1 と、受振点Bからの走時 Δt_2 の和となっている。

$$T = \Delta t_1 + \Delta t_2$$

この値は震源Aから受振点Bまでの走時であり、2点を結ぶ最小の走時となっている。この波線の近傍の波線に沿った全体走時は常に δ だけ大きくなる。よって、初動の波線経路は全体走時のマップ上で最小値の点を結んでいけば自動的に決める事が出来る。次の章において簡単な例を基にこの手法の特徴について検討する。

6. 4. 3 通用例

例 1

この例では単純な2層構造モデルを考え、ヘッドウェーブに対する波線追跡法の例を示す。ここでの速度構造は上層の速度は2000m/sec, 下層の速度は3000m/secの単純な2層構造とする。図6. 3に示すように、Sを震源とし、Rを受振点とする。図中の水平の線は地層の境界線とする。図6. 3には震源Sからの走時のコンタマップを示す。これらのコンタマップの曲線は波面を表している。受振点Rの近傍にみられる波面が直線上の部分は、水平な境界面から発生したヘッドウェーブを示している。図6. 4には、震源と受振点を入れ換えた場合の図を示す。これら2つの走時を足し合わせる事で、全体走時のマップが得られる(図6. 5参照)。この全体走時マップの谷が求める波線経路となっている。この全体走時の最小の値を選んでいく事で、ヘッドウェーブの波線経路は非常に簡単に求める事が出来る。

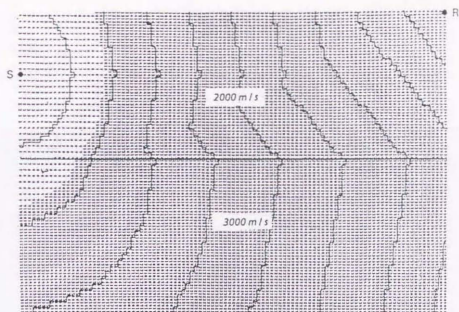


図 6-3 震源 S からの走時のコンタを示す。このモデルは 2 層構造で、波の伝播速度は上層は 2000 m / 秒であり、下層は 3000 m / 秒である。

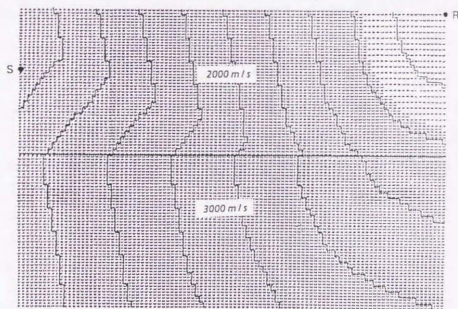


図 6-4 図 6-3 と同じモデルに対して、受振点 B からの走時のコンタを示す。

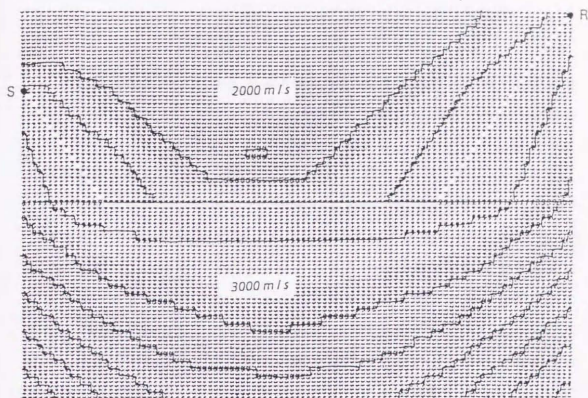


図 6-5 図 6-3 と図 6-4 で得られた走時を足して求めた全体走時を示す。この場合には震源 A から受振点 B まで伝播するヘッドウェイブの伝播経路が明瞭に求められている。

例 2

次に2つの地層の境界が直線ではなく曲がっている場合のヘッドウェーブの波線経路の推定を考える。図6. 6に震源Sと受振点Rの全体走時マップを示す。この図で小さな走時の値を結ぶ線が、局面に沿ったヘッドウェーブの波線経路になっている事がわかる。

例 3

ここで提案する手法の重要で優れた点は、多重波線経路が取り扱える事である。直達波とヘッドウェーブとが同時に受振点に到着するような場合には、2つの波線はまったく同一な全体走時を持っている。この例ではこの様な場合を考える。

今、2層構造モデルを考える。上層での波の伝播速度は2000m/secであり、下層では2200m/secとする。図6. 7にこの場合の震源からの走時の分布を示す。図6. 7の波面の形状から分かるように、初動として到着する波の種類によって2つの領域に分割できる。上の領域は震源からの直達波が初動として到達する領域であり、下の領域は境界からのヘッドウェーブが初動として到達する領域である。この例では受振点にはこの2つの波がまったく同一時刻に到達するような例である。この様な場合に対しても、ここで提案した相反定理に基づく手法ではこの2つの波の波線経路を決定する事が出来る。結果を図6. 8に示す。この図は明らかにこの手法が多重波線の問題を取り扱う事が出来る事を示している。

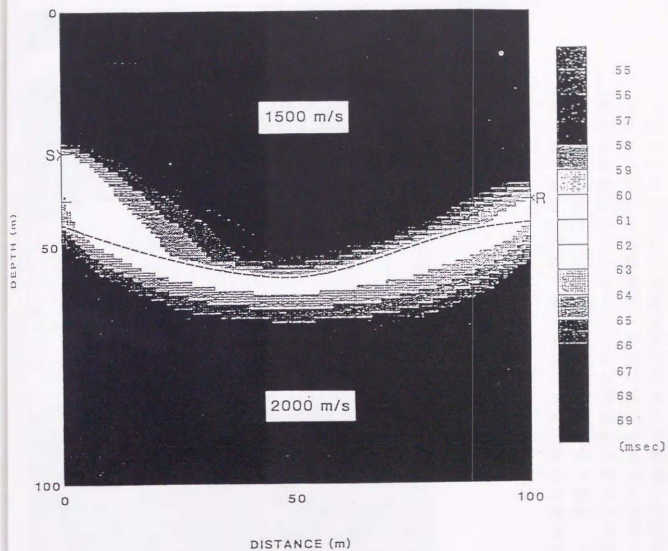


図 6-6 2層構造において、境界面が水平でない場合にヘッドウェーブがこの曲面上を伝播していく場合の全体走時を示す。破線は水平でない境界面を示している。

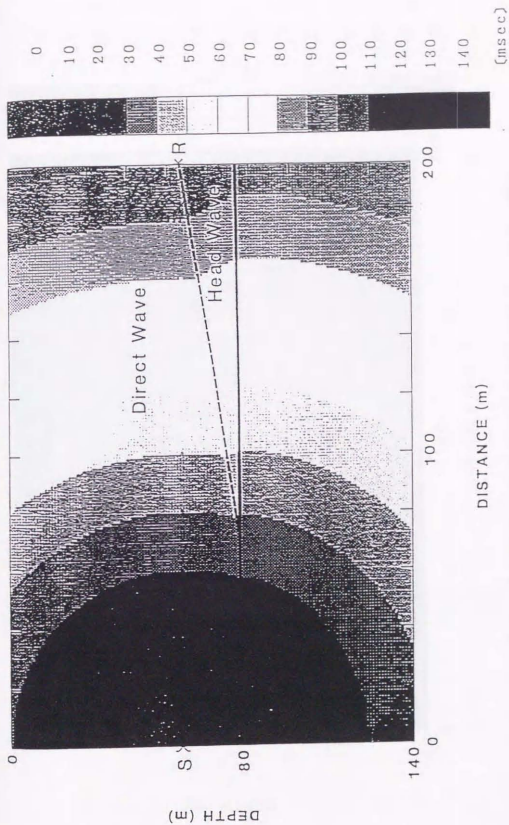


図 6-7 2層構造モデル (2000 m / 秒と 2200 m / 秒) に対して震源 S からの走時のコンタを示す。初動として、直達波が到達する領域とヘッドウェーブが到達する領域がある事がわかる。この境界では直達波とヘッドウェーブが同時に到達する多重伝播経路の問題が生じている。

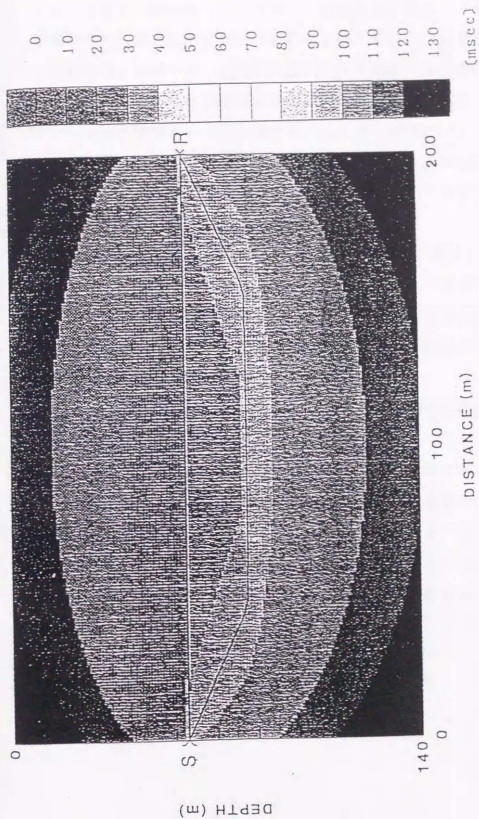


図6-8 図6-7のモデルにおいて全体走時を示す。ここで震源Sから受信点Rに2つの波動伝播経路が存在している事がわかる。

上で検討した3つの例で示したように、ここで開発された手法は通常のシューティング法が持っている色々な困難性を克服している。即ち今まで波線法では伝播経路の推定が不可能とされてきた、ヘッドウエーブ、さらに多重経路の問題に対して初めて適用可能な具体的な手法を提供した。

さらに地下構造をセル構造に分割して表現した場合には、通常のシューティング法は適用がほぼ不可能であった。その理由は、6.2章で考察したように、構造がセルの境界で急激に変化するため波線の終点と、波線の射出角関係が非線形で、波線の終点を受振点近くにする事がかなり困難である事、さらに計算時間がかかる事であった。

この問題に対してLangan et al.(1985)は、セルの境界が現れるのを回避するために、速度構造に傾斜を持たせた。即ちいつも地下の速度構造は、セルの境界をはさんで緩やかに変化すると仮定したモデルを考えた。この考えを用いると、たとえセル構造でも、波線経路の計算ができ、実際に近い問題に対しても適用できる可能性が生まれた。

しかしながら、実際の適用時には、伝播経路決定のための計算時間の問題も考慮すべき重要な問題である。Langan et al.(1985)によるシューティング法では、計算時間は震源と受振点の数の積に比例する。しかしながらここで開発した手法での全体の計算時間は、震源と受振点の数の和に比例する。そのため震源と受振点の組の数が非常に多いようなトモグラフィ解析の場合には、計算時間が震源と受振点の数の積に比例するシューティング法と比較して、ここで開発した手法の方が計算時間は少なくとも半減する事が予測される。

6. 5 反射波に対する波動伝播経路の決定

ここまで我々は初動として観測される透過波について、波線経路と走時の決定法を開発してきた。そこでこれからは、震源からの波が地下の境界面から反射して、再び地表に戻ってくる反射波に対する波動伝播経路の決定法の開発を考える。

反射波の場合には震源Sで発生した波は反射点Pまでまず伝播し、そこで反射して受振点Rまで戻ってくる(図6.9参照)。この場合もしも反射する点の位置Pを知る事ができれば、反射波に対する波線追跡問題は2つの透過波に対する波線追跡問題に帰着できる。

そこで以下において、全体走時の値を用いて反射点Pの位置の推定法を検討する。この手法の基本的な考えは、反射した波の波線経路は2つの部分に分割できるという事を基礎としているため、多重反射波の波線経路の推定は出来ない。

反射波に関して考えるため、先ず反射とは何かを考える。すると反射波は実は以下の様な良く知られた、反射の法則に従っている事がわかる。

「反射の基本法則(波線の立場)」

反射点への入射角と、反射点から反射してくる波線が作る
反射角は等しい。

これは音響波動伝播の相反定理を考えると、反射面に入射する震源からの波線が作る入射角と、受振点から伝播してきたと考える波線の入射角が等しい事と同一である。これらは波線の概念での反射の現象を記述した法則であるが、波面の概念を用いるとこれは以下のように表現できる。

「反射の基本法則(波面の立場)」

震源からの反射面に到達した波面と反射面とのなす角度は、
受振点から伝播してきたと考える波の波面と反射面が作る
角度は、一致する。

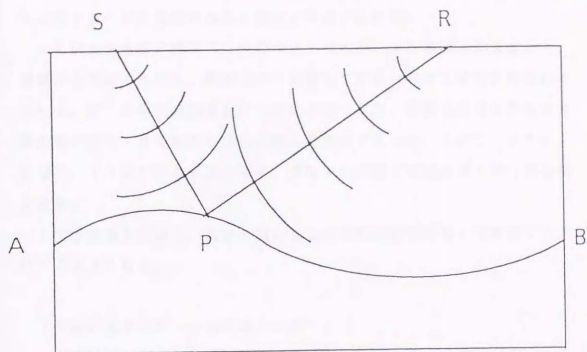


図 6-9 震源 S から出た波が、境界面 AB で反射し、受振点 R へ伝播する反射波の伝播経路を示す。ここで反射点 P の位置がわかれば、この問題は、震源 S から反射点 P までと、反射点 P から受振点 R までの波動伝播経路の決定問題に帰着できる。

上で述べた関係を、図6. 10に示す。

次に反射点のごく近傍の波の挙動について考える。非常に狭い範囲を考えると、反射面も波面も平面と考えて良い。すると、震源からの波の波面と、受振点からの波の波面と、反射面は、波線が通る平面上では図6. 11に示すように2等辺三角形を形成する事がわかる。

さらに全体走時の表すコンタについて考える。全体走時とは定義から、震源からの波の走時と、受振点から伝播してきたと考えた波の走時の和であった。即ち全体走時の値が作るコンタラインは、震源と受振点からの走時の和が同じとなる波面の交点を結んだ曲線であった。このコンタラインは図6. 11からもわかるように、反射点の近傍では反射面と平行な直線になる。

上での議論を踏まえ、反射の法則を全体走時の概念を用いて表現すると以下のようなになる。

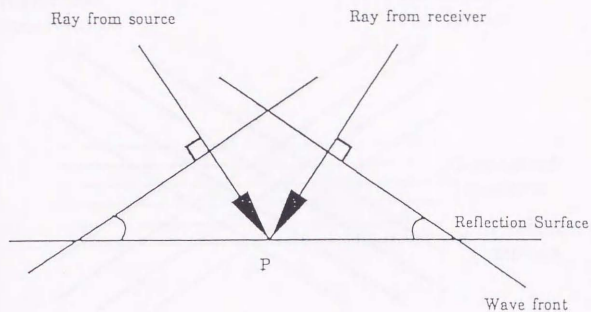
「反射の基本法則（全体走時の立場）」

波が反射される点Pでは、全体走時のコンタの接線と、反射面の境界の接線は一致する。さらにその点では入射波の波面と反射面のなす角度と、反射波の波面と反射面のなす角度は同じである。

この事実は、実は全体走時の値が計算できれば反射点の位置が推定できる事を示唆している。

上の法則は、幾何学的には全体走時のコンタラインと、反射面の境界が互いの接線となっている事を表している。また解析的には、反射面の境界線上で、全体走時の値が停留点となっている事を表している。従って反射境界線に沿って全体走時の値の一次微分を計算し、この値がゼロとなっている点が、実は反射点である事が分かる。この重要な結論は実はフェルマ一原理からも導出する事ができる (Born and Wolf, 1980)。

図6. 12にはこれらの全体走時のコンタと反射境界の関係を示す。



P: Reflection Point

図 6 - 1 0 反射の法則を表す。震源からくる波の波面と反射面が作る角度は、受信点から伝播してきたと考える波の波面と反射面が作る角度は等しい。

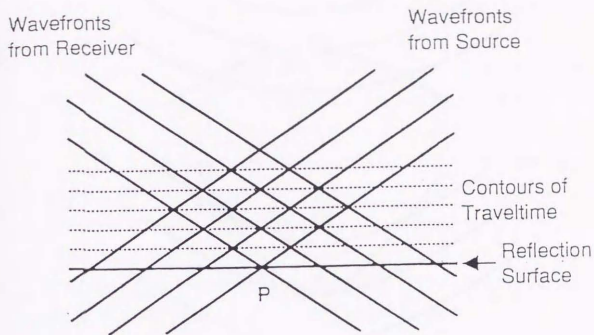


図 6 - 1 1 反射点近傍での入射波と反射波の揺る舞い。反射点の近傍では、反射面と、入射波の波面と、反射波の波面は平面であると近似して良い。するとこの3つの平面は、2等辺3角形を作る。一方、全体走時のコンタは、その定義から入射波と反射波の波面とで2等辺3角形を作っている。この事は、反射点の近傍では、全体走時のコンタと反射面とは平行になっている事がわかる。

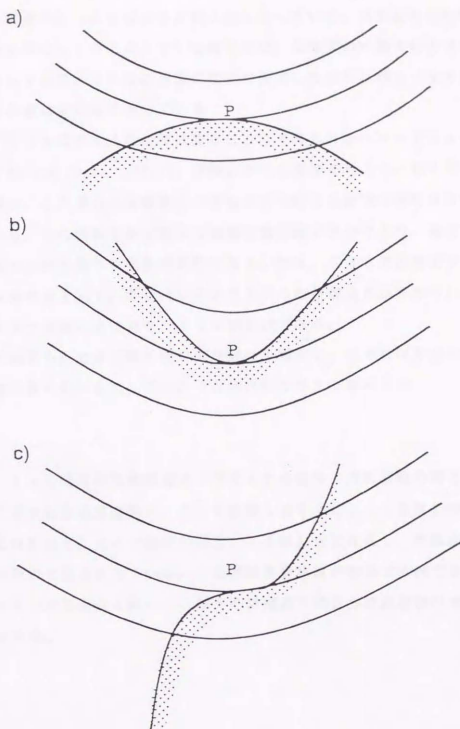


図 6-12 反射面と全体走時のコンタの関係を示す。両者の関係は、(a) 反射面の外側と全体走時のコンタが接する場合、(b) 反射面の内側と全体走時のコンタの内側が接する場合、(c) 反射面が屈曲している点でコンタと接する場合の、3つに分類できる。

全体走時のコンタと反射境界面の関係には、3つの場合が考えられる。反射面の形状の外側と全体走時のコンタが接している場合には、この反射点では反射面に沿った全体走時が極小値となっている。反射面の形状の内側が全体走時のコンタと接している場合には、全体走時の極大値の点が反射点となっている。さらに反射面の形状が屈曲した点が反射点になる場合には、この点は変曲点となっている

図6. 13 aに示すような向斜構造によって作られるペリッドフォーカス現象 (Buried-focus effect) が観察される場合を考える。良く知られている様に、この場合には震源Sと受振点Rを結ぶ反射波の経路は3つ存在している。この例は走時が異なる多重波線経路の場合であり、通常の波線追跡法では取り扱う事が困難な例である。図6. 13 bに反射面に沿った全体走時の値を示す。反射点に対応する3つの停留点が示されている。このうち2つは極小点であり、1つが極大点である。

ここで開発した全体走時を用いて反射点を推定し、さらに反射波の経路を求める手法にたいして、次のような適用例を考える事にする。

例 4

図6. 14に通常の地震探査法で考えられる場合の反射波線の例を示す。この図で示された波線経路は、ここで提案した手法によって全体走時の計算を基に行われた。ここで震源は図6. 14の左端に存在し、受振点は白抜きの三角形で図示されている。この例は多重波線が存在する例であり、はじめの2つの受振点を除いて、残りの受振点では3つの反射波の波線経路が見られる。

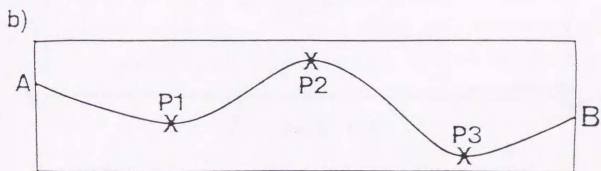
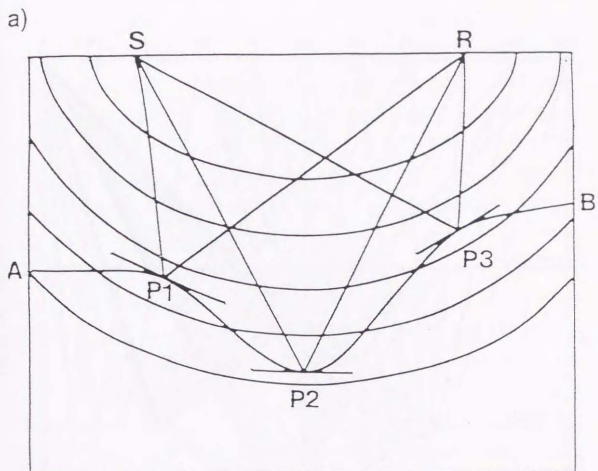


図 6 - 1 3 (a) 震源 S 出た波は反射面 A B の 3 つの反射点 P 1 , P 2 , P 3 で反射され、受振点 R で観測される。この図で全体走時は楕円で表されている。
 (b) 反射面 A B に沿って求められた全体走時と 3 つの反射点の関係を示す。

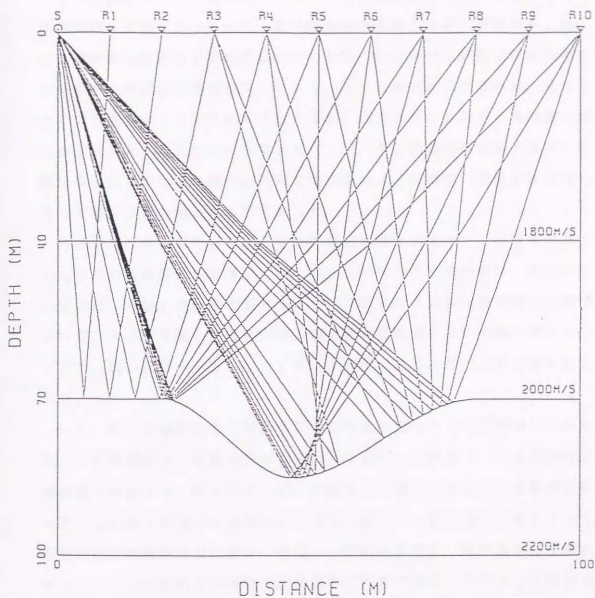


図 6 - 1 4 3層構造での反射波地震記録データにおける、波動伝播経路の例を示す。震源はSで受振点はR1からR10までとする。受振点R3からR10では、同一の反射面でありながら、3つの異なる点からの反射がある事がわかる。この例では地下構造は100 X 100のセル構造で表現されている。

6. 6 結論及び今後の展望

多くの反射法データ処理はインバージョン問題と考えられる。すると実際の処理を始めるに当たって、順問題を充分考察しておく必要があった。これは波動伝播経路が単純でないときには、実は事前に波動伝播経路を知っておく必要がある事を意味している。地下の構造表現する場合、地下をセルで分割したようなモデルを考えると、このモデルに対する順問題の解法の手法は充分には説明されていなかった。特に波動伝播経路を推定する順問題に対しては、多重経路が存在する場合や、反射波の波動伝播経路に対しては、今まで解かれていなかった。

本章ではこの問題に対して、著者は相反定理とフェルマーの原理に基づいた新しい波線追跡法を提案した。ここで提案した手法の鍵は、震源からの走時と、受振点からの走時の和として定義される全体走時を用いる事であった。すると震源と受振点を結ぶ波動伝播経路は、この全体走時のマップ上で、最小値の点を結んでいく事によって、容易に決定できる事が示された。

一方、地下の境界面から反射され再び地表へ戻ってくる反射波については、反射境界面上で全体走時の値を計算すると、反射点はこの全体走時の値の極小値の点か、極大値の点か、変曲点の位置と一致している事がわかった。この様に反射点の位置が全体走時の値から一意に決まる事によって、反射波の伝播経路決定問題は、震源から反射点までと、反射点から受振点までの、2つの波動伝播経路の決定問題に帰着できる。するとこの問題は上で述べた様に、ここで開発された手法を用いれば容易に解く事が出来る。この様にして、今までセル構造では決定できなかった反射波の伝播経路も決定できる事が示された。

この様にここで開発された手法を用いる事で、

- (1) 波線が分岐する場合や、
- (2) 多重波線経路が存在する場合や、
- (3) 反射波が存在する場合について、

これらの波の伝播経路が決定できる事がわかった。

ここで開発された手法は、以上のような特徴を生かして、透過波を用いるトモグラフィー解析に適用できるばかりでなく、反射トモグラフィー解析を行う際、非常に強力な手法となる事が期待できる。特に反射トモグラフィー技術の反射法地震探査データ処理への応用として、表層補正処理への適用が考えられる。表層補正処理は、重合後のデータの質を左右するばかりでなく、重合された地震トレースの分解能にも影響を及ぼすと考えられる。このため、ここで開発された手法を、反射トモグラフィー解析に適用する事で、表層近傍の速度構造のより正確な推定が出きれば、その結果、今まで以上の精度を有する表層補正処理の可能性が考えられる。また反射法地震探査データ処理への応用として、マイグレーション処理の為のグリーン関数の推定に適用できる事が期待される。これらの問題については、今後より突っ込んだ研究開発が必要であると考えられる。

本論文では反射法地震探査データの高分解能化処理について考察を加えた。考察の出発点となったのは、高分解能化処理は逆問題と考えられるという事実であった。このような観点から高分解能化処理を考察することで、反射法データに対する高分解能化処理の適用上の問題点が明確となり、それらの解決法を提案できた。特に今まで高分解能化処理の適用が比較的困難と考えられてきたパイプロサイスデータに対して、いくつかの新しい高分解能化処理手法を開発する事が出来た。現在では陸上の調査においてパイプロサイス震源は日常的に使用されており、探鉱活動上パイプロサイスデータに対する高分解能化処理技術の開発は重要である。

反射法地震探査データの高分解能化処理手法には大きく2つのアプローチがある。一つはデコンボリューション処理でありもう一つはウエーブレット処理である。このうち最も日常的に使われているのはデコンボリューション処理である。反射法データ処理を逆問題の解法と言う立場から眺めると、グリーン関数であるウエーブレット自体が未知関数であり、これは一種の非線形問題になっている。そこでホワイトニングデコンボリューション処理では次の2つの仮定をもうけて非線形性を回避している。すなわち、

(1) モデルに対応する反射係数列はランダムである

(2) グリーン関数は最小位相の性質を持つ

であった。しかしながらこの仮定のうちで、(2)の仮定の正当性については議論があるところで、多くの技術者はこの様な仮定は成立していないと考えている。

最小位相の仮定が正しくないという前提に立った高分解能化処理がウエーブレット処理である。この手法は直接的にウエーブレット、つまりグリーン関数を観測してしまうアプローチである。海上の調査においてはこの手法は多くの成果を生みだした。しかしながら陸上の調査では、孤立した一つのウエーブレットを直接観測することは不可能である。

そこで本論文においては、まずバイスペクトラムを用いた統計的な手法

によるウエーブレットの推定法を開発した。これは数学的にはグリーン関数に対しての仮定を取り除き、非線形性を回避する手法である。そしてこの手法をバイプロサイス震源とする実際の反射法地震探査データに適用した。その結果地震波が地下を伝播する際に受ける波形変形の影響を位相スペクトラムも含めて推定できた。さらに推定されたウエーブレットをもとに陸上におけるウエーブレット処理手法の適用を試みた。またここで提案したウエーブレットの推定の手法は、単にバイプロサイスデータばかりでなく、陸上の調査で使用される他のタイプの震源である、ダイナマイト震源やインパクト震源に対しても充分適用可能であると考えられる。

次に、高分解能処理の一つである予測型デコンボリューション処理の理論的な枠組みに対して考察を行った。予測型デコンボリューション処理のアルゴリズムは Peacock と Treitel (1969)によって既に開発されていた。しかしながら彼らの予測型デコンボリューション処理に対しての理論的な考察は不十分であり、処理の適用可能な範囲についての議論がなされてなかった。特にウエーブレットの位相が最小位相ではないバイプロサイスデータに対して、適用出来るか否かについては不明であった。

本研究では予測型デコンボリューション処理の演算子に対して、逐次的な関係式を基に、演算子の形を数式として表現する事が出来た。その結果、予測型デコンボリューション処理は、まずホワイトニングデコンボリューション処理を行い、その後で入力ウエーブレットと同じ周波数特性を持つ最小位相波形を、予測距離のところで切断して作ったフィルターを施している事が明らかとなった。これによって、最小位相でないバイプロサイスのデータに対しても、予測型デコンボリューションが適応可能であることの根拠を示すことが出来た。また入力ウエーブレットの位相がゼロ位相であれば、この予測型デコンボリューション処理手法と位相補正法は数学的に同一であることを示すことが出来た。さらに実際のデータに対して予測型デコンボリューション処理と位相補正法処理を適用し検討を行った。その結果予測型デコンボリューション処理の結果は位相補正法とほとんど同じであることがわかった。

位相補正法ではまずデータに対してホワイトニングデコンボリューション

ン処理を適用する。その際解が発散しないように通常のプレホワイトニングを行う。次にデコンボリューション処理の結果に対して、入力ウェブレットの位相がゼロ位相であると仮定して、デコンボリューション処理の際適用した演算子による位相の変化分を補正するため、フィルター操作を行う。このため位相補正法では通常のデコンボリューション処理とフィルター処理の2つの段階が必要となる。これに比べて、予測型デコンボリューション処理では1回の処理操作で充分であると言える。このことは両者の処理結果がほぼ同等であれば、計算時間などの点で効率的な予測型デコンボリューション処理の採用がより実用的であると考えられる。

バイプロサイスデータに対して予測型デコンボリューション処理の適用を検討した際は、バイプロサイス震源が作り出すウェブレットがゼロ位相であると言う点に関して考察を加えた。しかしながらバイプロサイスデータが持っている周波数帯域が制限されていると言う別の問題点については何等考察が加えられていなかった。そこで本研究においてさらにこの点に対して検討を加えた。

周波数帯域が制限されたバイプロサイスデータのデコンボリューション処理を逆問題として捉えると、周波数帯域が制限されているため解は不安定になる。そこでこの不安定性の回避を行わなければならない。通常の方法では白色ノイズを加える手法であるが、この手法は信号が存在する領域に対しても手を加えているため、最適ではない。この点を回避するためスweep信号が存在しない周波数帯域のみにノイズを加える新しい手法の開発を行った。この考えは非常に自然であるが、位相に関しては詳細な考察が必要である。本研究においては、白色ではない付加ノイズを加えた時の位相の挙動について理論的な考察を加えた。そして一般的には信号が存在しない領域では低周波数側と高周波数側で、信号が存在している領域の振幅スペクトラムとほぼ同じ量のノイズを加えればよいことがわかった。

ここで行った一連の研究の背景となったのは、近年における石油探鉱の対象トラップが層位トラップへと変化している事であった。層位トラップの探鉱には、地震探査断面図上で非常に薄い砂岩層等の識別が必要となってくる。そこでここで新たに提案した手法を実際の探鉱活動に適用し、こ

の様な砂岩層の同定が可能であるか否かの検討を行った。ここで適用を試みた地域の探鉱活動上の課題は、すでに試掘によって確認された15メートルの非常に薄い含ガス砂岩の平面的な拡がりの推定であった。通常の処理結果を用いた解釈では、このような薄いガス層の認識は困難であった。一方ここで新たに提案した手法を適用した記録断面図においては坑井データから作成した合成地震記録との対応が著しく向上した。その結果ターゲットとなっている砂岩層と、地震記録断面上の反射ホライゾンとの対応が可能となった。さらに直交する別の測線の記録断面図上で確認されたガス層によるブライトスポット現象から同定された含ガス砂岩層上面を、分解能が向上した記録断面上でも認識できるようになった。またこのガス層が坑井に近づくにつれて、ガスが尖滅する位置の確認も分解能が向上した記録断面図上で容易となった。これらの結果は対象としているガス層の埋蔵量評価にとっては重要な点であると同時に、この地域での探鉱活動の技術的課題であった。このような一連の解釈作業が容易となった理由は、パイプロサイスデータに対して本論文で行った高分解能化処理技術の開発の寄与があったためと考えられる。

一方逆問題の解法に先立って観測方程式を書き下す際、数学的にはグリーン関数が必要となる。この関数は考えている対象に対する順問題の考察によって初めて知る事が出来る関数である。ウェーブレット処理においては、グリーン関数はウェーブレットの形状に対応していた。またトモグラフィ解析やマイグレーション処理を考えると、このグリーン関数は実は波動伝播経路になっている。地下構造が非常に簡単な場合には、この関数形は単純な形状で近似される場合もある。しかしながら複雑な地下構造に対するデータ処理を考えると、一般にはこのグリーン関数は計算によって求めなければならない。特に困難となるのは、地下をセル構造によって分割し、各々のセルで速度が定義されている様な地下モデルに対して、波動の伝播経路を知る事は非常に困難であった。そこでこの問題に対して、第6章において「相反定理」と「フェルマーの原理」を組み合わせた方法によって、非常に単純かつ、計算時間も少なくすむ波動伝播経路の決定法の開発を行った。

ここで開発された波動伝播経路の決定法は、透過波のみならず反射波に対しても適用可能である事を示した。そこでこの手法を反射トモグラフィ解析に適用する事によって、地表近傍の速度構造の推定が可能であると考えられる。その結果、現在使用されている屈折波を用いた表層補正処理に対して、反射波を利用した表層補正処理の可能性が生まれた。これによって今後反射法地震探査データ処理の、より一層の高分解能化処理の可能性が期待できる。

このように本研究において行われた反射法地震探査データの、逆問題としての高分解能化処理と、順問題としての波動伝播経路の決定に関する一連の研究成果は、ここで適用した具体例が示しているように、石油の探鉱活動において今後十分な貢献が期待できるものと考えられる。

本論文を草するに際し、常日頃から御指導と御鞭撻を賜り、また遅々と進まない論文作成にいつも数多くの御教示を賜った東京大学工学部地球システム工学科助教授六川修一博士、京都大学工学部資源工学教室助教授芦田謙博士ならびに、東京大学名誉教授石井吉徳博士に心より感謝の意を表します。

またここで提案した手法の適用例の結果の公表を快く承諾された、石油資源開発株式会社梅戸在明取締役ならびに、物理探鉱部公手忠部長に心より感謝の意を表します。さらに日頃より多くの学問的な指導と助言をいただいていた米国ネバダ大学客員教授陶山淳治博士、及び石油資源開発株式会社と(株)地球科学総合研究所の多くの友人達に心より感謝の意を表します。

参考文献

- Aki, K., and Richards, P. (1980) : Quantitative seismology : Theory and method, W.H. Freeman & Co.,
- 朝倉夏雄・鳥羽武文 (1979) : ミニマムフィエズ型ウエーブレット処理の効果, 物理探鉱, 32, No.4, pp1-16
- 芦田譲・鳥羽武文 (1978) : ウエーブレット処理における基本波形の抽出とその応用, 物理探鉱, 31, No.2, pp8-22
- Berkout, A.J. (1977) : Least-squares inverse filtering and wavelet deconvolution, Geophysics, 42, pp1369-1383
- Bickel, S. (1982) : The effects of noise on Vibroseis deconvolution, Geophysics, 47, pp1174-1184
- Bleistein, N. (1984) : Mathematical Methods for wave phenomena, Academic Press Inc., New York
- Born, M., and Wolf, E. (1980) : Principles of optics : Electromagnetic theory of propagation interference and diffraction of light, 6th Edition, Pergaman Press, Inc.
- Brillinger, D.R. (1965) : An introduction to polyspectra, Ann. Math. Statist. 36, pp1351-1374
- Brillinger, D.R. and Rosenblatt, M. (1967a) : Asymptotic theory of estimates of k-th order spectra, in Spectral Analysis of Time Series, B.Harris ed., Wiley, New York, pp153-188
- Brillinger, D.R. and Rosenblatt, M. (1967b) : Computation and interpretation of k-th order spectra, in Spectral Analysis of Time Series, B.Harris ed., Wiley, New York, pp189-232
- Brillinger, D.R. (1977) : The identification of a particular nonlinear time series system, Biometrika, 64, pp509-515
- Cerveny, V., Molotkov, I.A., and Psencil, I. (1977) : Ray method in seismology : Univerzita Korlova, Praha
- Cooke, D.A. and Schneider, W.A. (1983) : Generalised inversion of

- reflection seismic data, *Geophysics*, 48, pp665-676
- Cramer, H. (1946) : *Mathematical methods of statistics*, Princeton Univ. Press, Princeton NJ
- Cunningham, A.B. (1979) : Some alternate vibrator signals, *Geophysics*, 44, pp1901-1921
- Gibson, N. and Larner, K. (1984) : Predictive deconvolution and zero-phase source, *Geophysics*, 48, pp378-397
- Godfrey, M.D. (1965) : An exploratory study of the bispectrum of economic time series, *Appl. Statist.*, 14, pp48-69
- Golub, G.H. and Van Loan, C.F. (1983) : *Matrix computations*, John Hopkins University Press, Baltimore
- Harding, T.P. and Lowell, J.D. (1979) : Structural styles, their plate-tectonic habitats and hydrocarbon traps in petroleum provinces, *AAPG Bull.*, 63, pp1016-1058
- Hargreaves, N.D. (1992) : Air-gun signatures and the minimum-phase assumption, *Geophysics*, 57, pp263-271
- Hasselman, K., Munk, W., and MacDonald, G. (1963) : Bispectra of ocean waves, in *Time Series Analysis*, Rosenblatt, M. ed., Wiley, New York
- Herman, G.T. (1980) : *Image Reconstruction from Projections : The Fundamentals of Computerized tomography*, Academic Press, New York
- Hosken, J.W.J. (1980) : A stochastic model of seismic reflections, Presented at the 50th Ann. Int. Meet, SEG
- Huber, P.I., Kleiner, B., Gassen, T. and Dumermuth, G. (1971) : Statistical methods for investigating phase relations in stationary stochastic processes, *IEEE Tr. Audio Electroacoust.*, AU-19, pp78-86
- 伊藤憲一・斉藤猛・山田英雄 (1983) : 電子計算機を使用して屈折法のパス計算を近似的に行う一方法, 昭和58年物理探査学会春期学術講演会論文集 pp11-12
- 石井吉徳(1986) : インバージョンーその理論と背景について、物理探査、39、

- Julian, B.R., and Gubbin, D., (1977) : Three-dimensional seismic ray tracing, *J. Geophys.*, 43, pp95-113
- Kelly, K.R., Ward, R.W., Treitel, S., and Alford, R.M. (1976) : Synthetic seismograms : A finite-difference approach, *Geophysics*, 41, pp2-27
- Klauder, J.R., Price, A.C., Darlington, S. and Albersheim, W.J. (1960) : The theory and design of chirp radars, *Bell System Technical Journal*, 39, pp745-808
- Kolmogorov, A., (1939) : Sur l'interpolation et l'extrapolation des suites stationnaires, *C.R.A.cad. Sci. (Paris)*, 208, pp2043-2045
- Langan, R. T., Lerche, I., and Cutler, R.T. (1985) : Tracing of rays through heterogeneous media : An accurate and efficient procedure, *Geophysics*, 50, pp1456-1465
- Levy, S. and Oldenburg, D.W. (1987) : Automatic phase correction of common-midpoint stacked data, *Geophysics*, 52, pp51-59
- Lii, K.S. and Helland, K.N. (1981) : Cross-bispectrum computation and variance estimation, *ACM Trans. Math. Software*, 7, pp284-294
- Lii, K.S. and Rosenblatt, M. (1982) : Deconvolution and estimation of transfer function phase and coefficients for non-Gaussian linear processes, *Ann. Statist.*, 10, pp1195-1208
- Matsuoka, T. and Ulrych, T.J. (1984) : Phase estimation using the bispectrum, *Proc. IEEE Vol.72*, pp1403-1411
- 松岡俊文・梅戸在明(1988) : 反射記録断面に見られるパターン、物理探査、41、pp448-464
- Matsuoka, T., Ulrych, T.J., and Farias, A.L. (1990) : Band limited ridge regression deconvolution of Vibroseis data, *Geoexploration*, 26, pp. 161-179.
- Matsuoka, T., Asakawa, E., and Kawanaka, T. (1991) : Forward modeling for ray tomography, *Proceedings of First SEGJ International*

Symposium on Geotomography, pp185-195

- Matsuoka, T. and Ezaka, T. (1992) : Ray tracing using reciprocity,
Geophysics, 57, pp326-333
- Mayne, W.H. (1962) : Common-reflection-point horizontal data-stacking
techniques, Geophysics, 27, pp927-938
- Mayne, W.H. (1967) : Practical considerations in the use of common
reflection point techniques, Geophysics, 32, pp225-229
- Moser, T.J. (1989) : Efficient seismic ray tracing using graph theory
59th Ann. Internat. Mtg., Soc. Expl. Geophys., Expanded Abstracts
pp1106-1108
- 村上 裕・小川康雄 (1986) :電気・電磁探査におけるインバージョン、
物理探査.39, pp440-451
- 大久保泰邦・津 宏治 (1986) :重力・磁気探査におけるインバージョン、
物理探査.39, pp357-3367
- Payton, C.E. ed. (1977) : Seismic stratigraphy - applications to
hydrocarbon exploration, AAPG Memoir 26,
- Peacock, K.L. and Treitel S., (1969) : Predictive deconvolution -
Theory and practices, Geophysics, 34, pp155-169
- Pollet, A., Lowite, L., and Matthews, J. (1982) : Vibroseis
deconvolution - A surface consistent method, Presented at the 52nd
Ann. Int. Meet., SEG
- Ricker, N. (1953) : The form and laws of propagation of seismic
wavelets, Geophysics, 18, pp.10-40
- Ristow D. and Jurczyk, D. (1974) : Vibroseis deconvolution, Geophysical
Prospecting, 23, pp363-379
- Robinson, E.A. (1957) : Predictive decomposition of seismic traces,
Geophysics, 22, pp767-778
- 六川修一 (1986) : ジオトモグラフィーその理論的背景、物理探査.39, pp377-383
- Saito, H. (1989) : Traveltime and raypaths of first arrival seismic
waves : Computation method based on Huygens's principle,

59th Ann. Internat. Mtg., Soc. Expl. Geophys., Expanded Abstracts
pp244-247

Sassa, K., Ashida, Y., Kozawa, T., and Yamada, M. (1988) : Improvement
of the accuracy of seismic tomography by an effective ray-tracing,
Proc. Spring Meeting, Soc. Expl. Geophys. Jap., pp92-93

Sato, T. and Sasaki, K. (1977) : Bispectral holography, J. Acoust. Soc.
Amer., 62, pp404-408

Sheriff, R.E. and Geldart, L.P. (1982) : Exploration seismology Vol. 1,
History, theory, & data acquisition, Cambridge University Press,
Cambridge

Selley, R. (1985) : Elements of petroleum geology,
Freeman and Company, New York

Smylie, D.E., Clarke, G.K.C., and Ulrych, T.J. (1973) : Analysis of
irregularities in the earth's rotation, in Method in Computational
Physics, Vol. 13, pp391-430, Academic Press, New York

Ulrych, T.J., Smylie, D.E., Jensen, O.G. and Clarke, G.K.C. (1973) :
Predictive filtering and smoothing of short records by using
maximum entropy, J. Geophys. Res., 78, pp4959-4964

Ulrych, T.J. and T. Matsuoka (1991) : The output of predictive
deconvolution, Geophysics, Vol. 56, pp. 371-377.

Van Wagoner, J.C., Mitchum, R.M., Campion, K.M. and Rahmainian, V.D.
(1990) : Siliciclastic Sequence Stratigraphy in Well Logs, Cores,
and Outcrops : Concepts for High-Resolution Correlation of time and
Facies, AAPG Methods in Exploration Series, No. 7, AAPG, Tulsa

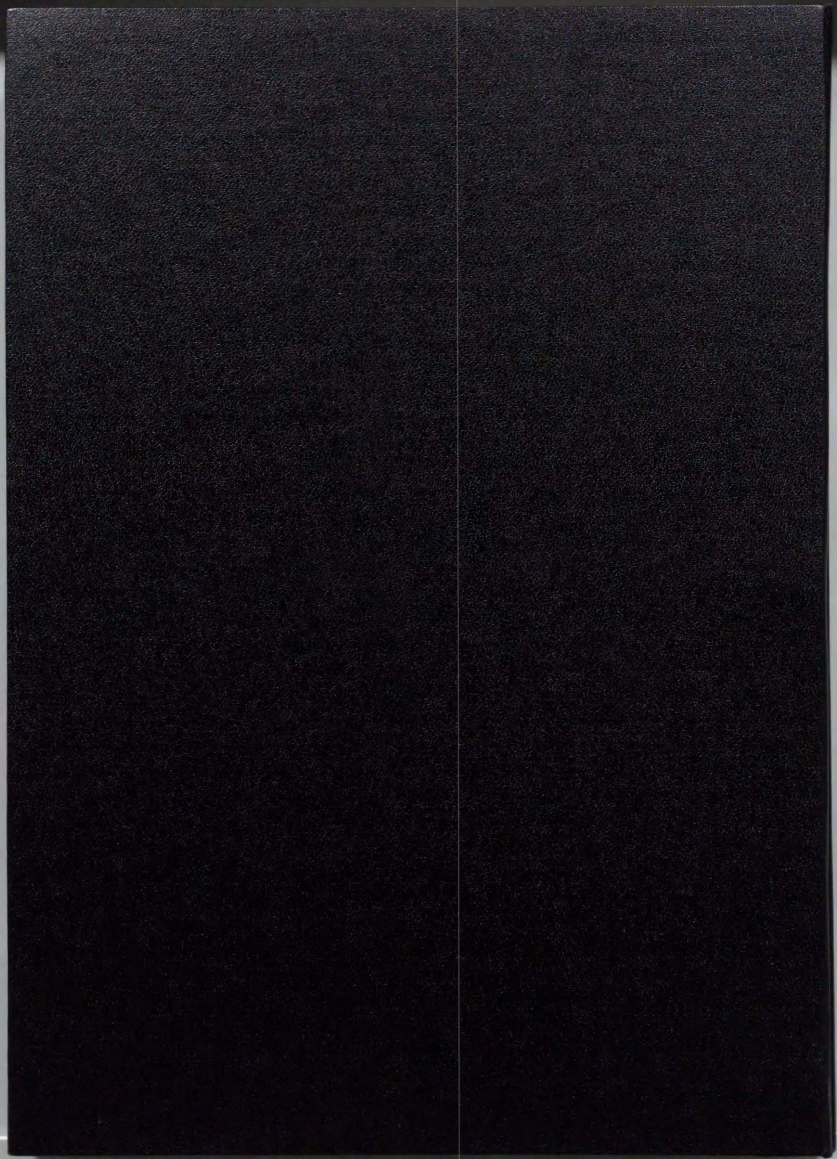
Vidale, J.E. (1988) : Finite-difference calculation of traveltimes,
Bull. seis. Soc. Am., 78, pp2062-2076.

White, R.E. and O'Brien, P.N.S. (1974) : Estimation of the primary
seismic pulse, Geophysical Prospecting, 22, pp627-651

Yilmaz, O., (1987) : Seismic data processing, SEG, Tulsa

Zado, M.B. and Caputo, M. (1968) : Spectral, bispectral analysis and

Q of the free oscillations of the earth, Suppl. Nuovo Cimento,
6, pp67-81



Kodak
cm 1 2 3 4 5 6 7 8 9 10 11 12 13 14 15 16 17 18 19

Kodak Color Control Patches

© Kodak, 2007 TM, Kodak



Kodak Gray Scale



© Kodak, 2007 TM, Kodak

A 1 2 3 4 5 6 M 8 9 10 11 12 13 14 15 B 17 18 19

