レシーバー関数による東北日本弧の 地殻・最上部マントル速度構造の推定

東北大学大学院理学研究科地震・噴火予知研究観測センター* 宗田靖恵†・松澤 暢・長谷川 昭

Seismic Velocity Structure of the Crust and Uppermost Mantle beneath the Northeastern Japan Arc Estimated from Receiver Functions

Yasue SODA, Toru MATSUZAWA and Akira HASEGAWA

Research Center for Prediction of Earthquakes and Volcanic Eruptions,
Graduate School of Science, Tohoku University, Aoba-ku, Sendai 980-8578, Japan

(Received May 7, 2001; Accepted September 17, 2001)

We estimated the seismic velocity structure of the crust and uppermost mantle beneath the northeastern Japan arc using receiver functions. Since the conventional methods for analyzing the receiver functions have several problems, we improved the methods at first. 1) Although the water level method is frequently used in stabilizing the receiver functions, this method sometimes distorts the results considerably. Moreover there are no objective criteria in selecting the most appropriate water level. In this paper, we adopt smoothing of spectra using Hanning window for the stabilization because its meaning in the frequency-domain FFT analysis is clearer than the water level method and it causes less distortion of the receiver functions. 2) Time-domain stacking of the receiver functions is very popular but this procedure needs many waveforms to obtain good S/N. Moreover, the result obtained from this procedure is not the least-squares estimation. We formulate a new frequency-domain stacking procedure that corresponds to the weighted least-squares method and can treat the data properly according to their S/N. 3) Usually, the structure estimated from the receiver-function analysis has poor uniqueness even if the minimum-roughness constraint is adopted. We have developed an inversion method in which the solution is constrained to the initial model structure. If we use a proper initial structure which satisfies the direct wave travel times, it is expected that the structure estimated from the inversion also satisfies the travel times to a considerable extent. We applied these methods to the seismograms recorded at broadband stations in the northeastern Japan arc in order to estimate the structure beneath the stations. The main results are as follows: 1) In the east of the northeastern Japan arc, the Conrad discontinuity is identified and its depth is consistent with the result of Zhao *et al.* (1990). 2) There exist low velocity (LV) zones in the lower crust beneath stations HSK and DIT; the LV zones are located just below the Conrad beneath HSK, and just above the Moho beneath DIT. 3) There exists a LV zone in the uppermost mantle beneath station KGJ. This result is consistent with Nakajima *et al.* (2001b) but our result indicates that the LV zone is as thin as around 5 km. 4) Beneath station HOJ the velocity in the surface layer is extremely low.

Key words: Receiver function, Seismic velocity structure, Northeastern Japan arc.

§1. はじめに

1980年代以降, 計算機の性能の向上とトモグラフィ手法の改良により, 東北日本弧の詳細な地震波速度構造が明らかになってきた [例えば, Hasemi *et al.*

(1984), 中島・他(2001), Nakajima *et al.* (2001b, c), 小原・他(1986), Zhao *et al.* (1992)]. しかし, これらの研究のほとんどはデータとして初動の到達時刻のみを用いており, このような手法では境界面の深さと地震波速度の間でトレードオフが生じてしまう. 境界面の深さ分布を推定するには, 直達波だけでなく, 反射波や変換波のデータも用いた方が有利であるが, 後続波の到達時刻を

* 〒980-8578 仙台市青葉区荒巻字青葉

† 現所属: シュルンベルジェ株式会社

〒229-0006 神奈川県相模原市淵野辺 2-2-1

精度良く読み取ることは一般にむずかしい。一方、波形そのものをデータとしてインバージョンを行えば、後続波の到達時刻の読み取りにおける任意性の問題は解決でき、かつ振幅情報も利用することになるので、境界面でのインピーダンスコントラストも同時に推定できる。

しかしながら、波形データを用いる場合、震源時間関数の不確定性が問題となる。この問題を解決するための手法として、Langston (1979) により提唱されたレシーバー関数解析がある。これは、地震波形の水平動成分を上下動成分でデコンボリューションすることにより震源過程の影響を除去し、観測点付近の構造のレスポンスを得る手法である。地震波形データがデジタルで記録されるようになり、波形の処理が容易になったことと、単一観測点データでも解析を行うことができるという利点があるため、世界中でこのレシーバー関数による解析が広く行われるようになった [例えば、Abers (1998), Li *et al.* (2000), Peng and Humphreys (1998), Shibutani *et al.* (1996), Zhu and Kanamori (2000)]。

しかし、通常用いられる解析方法 [例えば、Ammon *et al.* (1990), Cassidy (1992), Owens *et al.* (1984)] には下記に述べるようないくつかの問題点がある。1) レシーバー関数を求めるためのデコンボリューション計算における不安定性を解決するためにウォーターレベル法 [Clayton and Wiggins (1976)] が通常用いられているが、この手法ではレシーバー関数を歪ませてしまう場合がある。2) 個々の地震波形からレシーバー関数を求めた後、時間領域でスタックを行うことが一般的であるが、この方法で得られる推定値は最小自乗解となっており、S/Nの悪いデータの影響を強く受けてしまう。3) レシーバー関数は時間情報としてP波到着時刻からの相対時刻しか保持されていないため、推定される速度構造が初動の絶対走時を満足している保証はない。本論文では、これらの問題点に対する改良法を示し、それらを用いて東北日本弧の地震波速度構造の推定を試みた。

§2. 解析手法

2.1 レシーバー関数

地震動の動径 (radial) 方向の水平動成分 $R(t)$ と上下動成分 $Z(t)$ は時間領域では

$$R(t) = E_R(t) * I(t) * S(t) \quad (1)$$

$$Z(t) = E_Z(t) * I(t) * S(t) \quad (2)$$

のように表せる。ただし、 $E_R(t)$ と $E_Z(t)$ はそれぞれ動径方向と上下方向の構造のインパルスレスポンス、 $I(t)$ は計器のインパルスレスポンス、 $S(t)$ は震源時間関数であり、 $*$ はコンボリューションを示す。この $R(t)$ を $Z(t)$ でデコンボリューションしたものがレシーバー関数であ

る。デコンボリューションには時間領域で行う方法と周波数領域で行う方法の両方があるが、ここでは周波数領域でのデコンボリューションを考えることにする。時間領域におけるコンボリューションとデコンボリューションは、それぞれ周波数領域での掛け算と割り算に対応する。 $R(t)$ と $Z(t)$ のフーリエ変換を $R(\omega)$ と $Z(\omega)$ と表すと、レシーバー関数のフーリエ変換は

$$H(\omega) \equiv R(\omega)/Z(\omega) = E_R(\omega)/E_Z(\omega) \quad (3)$$

となる。ここで ω は角周波数を表し、 $E_R(\omega)$ と $E_Z(\omega)$ は構造の周波数応答とする。 $H(\omega)$ にフーリエ逆変換を行い、時間領域にしたものがレシーバー関数である。ただし、高周波側はノイズが大きいので、実際に計算する際には (3) 式ではなく、位相を変化させずに高周波域を低減させるガウシアンフィルター $g(\omega)$ を掛け、

$$H(\omega) \equiv [R(\omega)/Z(\omega)] \cdot g(\omega) \quad (4)$$

を計算するのが一般的である。ここで、

$$g(\omega) = \exp(-\omega^2/4a^2) \quad (5)$$

である (a は定数)。

水平動と上下動での計器のインパルスレスポンスが等しいとき、(3) 式のように構造に関する情報のみが残され、震源の影響を取り除くことができる (計器のレスポンスが異なっている場合でも、それを補正することにより同様の結果が得られる)。このようにレシーバー関数は、上下動のレスポンスと水平動のレスポンスのスペクトル比を時間領域に変換したものであると考えることができる。

Langston (1979) がこの手法を提唱したときは、P波のウェーブレットの上下動成分が近似的に震源時間関数を表していると考え、水平動を上下動でデコンボリューションすることにより、構造のインパルスレスポンスの水平動成分のみが残ると考えられていた。しかしながら、地下の構造が水平成層構造である場合、P波の多重反射による波は直達P波と同じ入射角で地表に到達するので、振動方向が直達P波と同じになり、複雑な震源時間関数の波が入射したのとほぼ等価となる。このため、震源時間関数の影響が除去されるのと同様に、P波の多重反射の影響もかなり除去されることになる。したがって実際に得られるレシーバー関数では、構造のレスポンスのうちP波の多重反射による成分が弱められ、Ps変換波などの最終的にS波として地表に到達する波の寄与が強調されている [Ammon (1991)]。このように、レシーバー関数ではもともとの波形にあったP波の多重反射の振幅が小さくなるため、個々の位相と構造の境界面との対応がつけやすくなるという利点がある。

Fig. 1. Receiver functions at DIT from an event on March 29, 1998 (see Table 1). Top trace is the receiver function calculated using the water level method (water level $c=0.01$); bottom trace is the receiver function obtained from the smoothing method with the Hanning window. Note that the top trace has considerable fluctuation in the time range from -10 to 0 seconds.

2.2 これまでの手法の問題点と本解析における改良点

2.2.1 レシーバー関数の計算方法

周波数領域でデコンボリューションを計算する場合には、割り算を行うため、分母が小さい値となる場合は解が不安定になる。周波数領域でのレシーバー関数の分母は、(3)式より上下動成分のスペクトルである。したがって、上下動成分のスペクトルがある帯域で著しく小さな値（ホール）をもつ場合、レシーバー関数は不安定となる。スペクトルにホールを生じる原因としては、信号としてそのような性質をもつ場合と、有限長のデータを処理（ウィンドー操作）するために人工的に生じてしまう場合がある（後述）。このようなホールの存在に伴う計算の不安定性に対する解決策として、通常、ウォーターレベル法が用いられる。以下でまずこの方法について説明する。

レシーバー関数のフーリエスペクトルの分母と分子に、上下動成分のスペクトルの複素共役 $Z(\omega)^*$ を掛けると

$$H(\omega) = R(\omega) \cdot Z(\omega)^* / Z(\omega) \cdot Z(\omega)^* \quad (6)$$

となる。これを計算する代わりに、

$$H(\omega) = R(\omega) \cdot Z(\omega)^* / \phi(\omega) \quad (7)$$

を計算するのが、ウォーターレベル法である。ただし、

$$\phi(\omega) = \max [Z(\omega) \cdot Z(\omega)^*, C] \quad (8)$$

$C = c \cdot z_{\max}$, c : 定数（ウォーターレベル）, $z_{\max}$: $Z(\omega) \cdot Z(\omega)^*$ の最大値,

$$\max [A, B] = \begin{cases} A & (A \geq B) \\ B & (B \geq A) \end{cases} \quad (9)$$

とする。(6)式のように変形することで、レシーバー関数

Fig. 2. Power spectra of vertical component seismogram around P-wave arrival observed at DIT from the event on March 29, 1998. The receiver functions calculated from these spectra are shown in Fig. 1. (a) Power spectrum calculated by using FFT. (b) Spectrum obtained from equation (8) using the water level method. (c) Smoothed power spectrum obtained by applying Hanning window.

のフーリエスペクトルの分母は上下動成分のパワースペクトルとなる。つまり、このパワースペクトルが、閾値 C よりも大きくなる周波数についてはパワースペクトルの値をそのまま用い、閾値 C より小さくなる周波数では閾値 C をパワースペクトルの値の代わりに使用して計算する方法がウォーターレベル法である。この方法では、振幅の情報のみとなった分母を操作するので、位相の情報は保存される。通常はウォーターレベルとして、 $c=0.01$ 程度の値を採用することが多い [例えば、Langston (1979), Owens *et al.* (1984)] が、 c が小さすぎると十分に穴埋めができない場合があり、一方で c が大きすぎる場合にはレシーバー関数の時間原点の前に大きな

しみ出しが生じてしまう。

高周波数側にあるホールが原因でレシーバー関数が不安定になる場合、実際には高周波域を減衰させるガウシアンフィルターを掛けているので、ウォーターレベル法による影響は低減される。しかし低周波数側にあるホールが原因となる場合、波のしみ出しは大きくなってしまう。その例を Fig. 1 と Fig. 2(b) に示す（データの詳細については、2.3 節を参照）。ウォーターレベル法を使った例ではレシーバー関数の時間原点の前に人工的な振動が現れている。これは、低周波側のホールを極端に穴埋めしてしまったため生じた現象である。この例では、 c の値を小さくすればウォーターレベル法でも波のしみ出しを小さくできるが、その c の値が別の波形でも最適であると限らないため、上記のような問題を避けるには波形毎に c の値を試行錯誤的に決定せねばならない。

本解析では、このようなウォーターレベル法の問題点を克服するため、レシーバー関数のフーリエスペクトルを平滑化法により安定化させることにした。

スペクトル解析においては見かけのホールがしばしば出現し、特にこれは FFT において顕著である。この人工的なホールが生成する原因としては以下の二つが考えられる。

(1) スペクトルの漏れの影響：通常のスペクトル解析で得られる結果は、真のスペクトルそのものではなく、解析に使用したデータウィンドウのフーリエスペクトルと真のスペクトルとのコンボリューションとなっている。言い換えれば、得られたスペクトルには、別の周波数からの影響（いわゆる「スペクトルの漏れ (spectral leakage)」）が常に含まれていることになる [例えば、大崎 (1976)]。このスペクトルの漏れが真のスペクトルに上乘した結果、見かけのホールが生じてしまうことがある。

(2) ノイズの影響：ノイズが定常エルゴード的確率過程に従う場合、FFT で推定されたノイズのパワースペクトルの推定誤差は 100% となる [日野 (1977)]。つまり、パワースペクトルの大きさそのものと同程度の誤差が常に存在するため、得られたスペクトルは激しく振動する。地震波形の場合は確率過程に従うわけではないが、それに上乘するノイズについては上記の問題がある。このため、S/N の悪い帯域について解析すると、ある周波数でたまたま信号とノイズが同程度の振幅で逆位相であれば、見かけのホールをつくってしまう。

S/N の良い帯域のみを取り扱う場合には、人工的なホールを作る主たる原因は、上記の (1) で示したスペクトルの漏れの影響である。そのホールの深さはノイズのわずかな違いで変化するため、FFT の出力に対してア

ンサンブル平均処理を行えば、見かけのホールの深さを軽減できることになる。実際にはアンサンブル平均を求めることは困難なことが多いため、FFT によるパワースペクトルやクロススペクトルの推定においては平滑化処理を行うのが普通である [日野 (1977)]。

(6) 式において、分母は上下動成分のパワースペクトル、分子は上下動成分と水平動成分のクロススペクトルとなっており、それぞれを平滑化することは FFT の結果の処理としては極めて妥当であると考えられる。(6) 式の分母と分子を平滑化してレシーバー関数を推定した例を Fig. 1 に、またそのときの上下動成分のパワースペクトルを Fig. 2(c) に示す。平滑化には通常用いられるハニングウィンドーを使用した。平滑化は、1 回 (1 サイクル) のみ行い、平滑化の結果はある周波数とその両隣の周波数の計 3 点における値の重み付き平均となっている。

Fig. 1 で、ウォーターレベル法では時間原点より前に波がしみ出しているのが顕著に見られるが、平滑化法ではそのようなことはない。ウォーターレベル法は、トラフ状に幅広くスペクトルの落ち込みがある場合と、単なるスパイク状のホールを区別せずに埋めてしまう (Fig. 2(b))。これに対して、平滑化法では穴埋めが顕著となるのはスパイク状のホールが現れた場合に限られ、トラフ状の場合には極端な穴埋めはしない (Fig. 2(c))。ウィンドー操作に伴う人工的なホールはほとんどの場合スパイク状であるため、スパイク状のホールのみを穴埋めする平滑化法の方がスペクトルの推定には望ましいと考えられる。

もともとウォーターレベル法は、線形応答システムにおいて、出力波形を入力波形でデコンボリューションして応答関数を推定する際に用いられる手法である。この場合、共鳴周波数でないかぎり、ある帯域で入力振幅が極めて小さければ当然その帯域における出力も極めて小さくなる（入力と出力のホールの位置が同じ）ことが保証されているので、小さなウォーターレベルを用いるだけで応答関数を安定化させることができる。一方、レシーバー関数の場合は、(3) 式の分母と分子が入出力の関係にないため、分母の振幅が小さい帯域において分子も小さいという保証はなく、ウォーターレベルをかなり大きくしないと安定化できないことがある。一方、レシーバー関数におけるこのような分子と分母のホールの位置の違いは、構造の影響によって形成されている場合があり、このようなホールを大きなウォーターレベルを用いて安易に埋めてしまうと、構造の重要な情報を捨ててしまうことになる。

また線形応答システムの解析の場合は、波の振動が十

分収まるまでデータウィンドーを広くとって解析することが普通であるため、データウィンドーによるスペクトルの漏れの影響は少なく、人工的なホールが形成される危険性は低い。これに対してレシーバー関数の場合には P 波およびそのコーダ部分を使うという手法の制約から、振動が十分収まるまでウィンドウを広げることができず（全波形を使うと slowness の異なる波が含まれてしまう）、データウィンドーの影響による見かけのホールが生成してしまう危険性がつねにある。このような人工的なホールの場合も、(3) 式の分子と分母で同じ位置にホールが存在することは保証されないの、ウォーターレベル法で安定化させるのは困難となる。

実際の解析ではガウシアンフィルターを用いて高周波成分を除去しているため、高周波側にホールが存在していた場合、ウォーターレベル法と平滑化法とではほぼ同じ結果が得られる。しかし、ウォーターレベル法では、閾値を決める際に任意性があり、また地震波のスペクトルは一般に高周波ほど振幅が小さいため、ウォーターレベル法を用いると Fig. 2(b) で示したように高周波側の振幅の情報が極端に失われてしまうことになり、解析できる帯域が狭められてしまう。極端なホールの場合は平滑化法では十分な穴埋めができないことがあるが、これは致命的な欠点とはならない。なぜなら、人工的なホールは信号やノイズのわずかな違いによって出現位置や深さが異なるので、後述の周波数領域におけるスタックを行うことによりさらに穴埋めすることができるためである。

以上見てきたように、ウォーターレベル法よりも平滑化法の方が優れていると考えられるので、本解析では、平滑化法を用いて計算したレシーバー関数を用いることにする。

なお、上述のとおり、見かけのホールは、ウィンドウの形状やノイズの状況に極めて敏感であるため、様々な形状のデータウィンドウを用いて解析した結果の平均値を用いれば、信頼度の高いスペクトルが得られると期待される。このような考えに基づいてスペクトル解析を行うのが multiple-taper 法 [例えば, Park and Levin (2000)] である。単一の波形からの FFT によるスペクトル推定法としては、multiple-taper 法が現時点で最良であると考えられるが、計算手順が複雑となるのが欠点である。本解析では複数の波形データも利用できるため、multiple-taper 法を用いずとも、単純な平滑法で十分であると判断した。

2.2.2 レシーバー関数のスタッキング

レシーバー関数を用いた解析では、S/N をあげるため時間領域でレシーバー関数をスタックすることがよく行

われており、これは周波数領域で言えば (3) 式をそのままスタックすることに相当する。しかしながら、(3) 式のようなスペクトル比の S/N を向上させたい場合には、(6) 式の分子と分母をそれぞれスタックするのが本来正しいやり方である [例えば, Jordan and Sipkin (1977)]。本節ではこの周波数領域におけるスタックの意味を明確にし、本解析で使用した重み付きスタックの説明をする。

ある周波数 ω に注目し、 N 組の地震波形データから一つのレシーバー関数のフーリエスペクトル $H(\omega)$ を推定する場合、これは各地震波形データから

$$R^i(\omega) = Z^i(\omega) \cdot H(\omega) + e^i(\omega) \quad (i=1 \sim N) \quad (10)$$

という観測方程式を作って $H(\omega)$ について解くことに相当する。ここで、 $R^i(\omega)$ と $Z^i(\omega)$ を i 番目の地震波形データの動径成分と上下成分のスペクトル、 $e^i(\omega)$ をノイズとする。これを行列表記すると

$$\mathbf{R} = \mathbf{Z} \cdot \mathbf{H}(\omega) + \mathbf{e} \quad (11)$$

となる。ただし、 $\mathbf{R}, \mathbf{Z}, \mathbf{e}$ は N 行 1 列の行列であり、 $\mathbf{R} = (R^1(\omega), R^2(\omega), \dots, R^N(\omega))^t$, $\mathbf{Z} = (Z^1(\omega), Z^2(\omega), \dots, Z^N(\omega))^t$, $\mathbf{e} = (e^1(\omega), e^2(\omega), \dots, e^N(\omega))^t$ とする（肩付きの t は転置行列を表す）。(11) 式における最小自乗法で推定される解 $\hat{H}(\omega)$ は

$$\mathbf{Z}^* \mathbf{Z} \cdot \hat{H}(\omega) = \mathbf{Z}^* \mathbf{R} \quad (12)$$

の正規方程式を満足する解となる。ここで、 $\mathbf{Z}^*$ は $\mathbf{Z}$ の随伴行列（転置行列の複素共役）を表す。(12) 式を書き下すと、

$$\left[\sum_i^N Z^i(\omega)^* \cdot Z^i(\omega) \right] \cdot \hat{H}(\omega) = \left[\sum_i^N Z^i(\omega)^* \cdot R^i(\omega) \right] \quad (13)$$

となり、結局、

$$\hat{H}(\omega) = \left[\sum_i^N R^i(\omega) \cdot Z^i(\omega)^* \right] / \left[\sum_i^N Z^i(\omega) \cdot Z^i(\omega)^* \right] \quad (14)$$

と表せる。つまり最小自乗法的にレシーバー関数のフーリエスペクトルを求めるには、(6) 式における分母のパワースペクトルと分子のクロススペクトルをそれぞれスタックしてから比をとれば良いことになる。

スペクトルにホールが残っている場合、個々のレシーバー関数では時間領域でモノクロームな振動が現れてしまい、これを時間領域のスタックで除去するには、多数の波形データが必要である。これに対して (14) 式のスタックでは、ホールの状況がスペクトルによって異なっていれば数個のスタックでこのホールの影響を軽減できるという利点がある。

しかし、(14) 式は重み付き最小自乗法とはなっており、この方法のままではノイズの大きいデータの影響を強く受けてしまう。また (11) 式で示した観測方程式は動径成分のみにノイズが存在している場合の式であり、こ

の式が成立するためには上下成分が動径成分に比べて S/N が良いことが前提となる。レーシーバー関数の解析は遠地地震の P 波初動付近について行われるため、一般的には上下成分の方が動径成分より信号の振幅が大きい。したがって両成分でノイズレベルが同程度であれば、上下成分の方が動径成分に比べて S/N が良いことが一般的には期待できる。しかしながら、ノイズの状況によって、たまたま上下成分の S/N が悪いデータが含まれていた場合には、(14) 式から得られる解は真の解と大きく異なる危険性がある。そこで本解析では、動径成分と上下成分の両方のノイズに依存した重み

$$w^i(\omega) = 1 / [|n_k^i(\omega)| \cdot |n_z^i(\omega)|] \quad (15)$$

を導入し、レーシーバー関数のフーリエスペクトルを

$$\hat{H}(\omega) = \left[\sum_i^N w^i(\omega) \cdot R^i(\omega) \cdot Z^i(\omega)^* \right] / \left[\sum_i^N w^i(\omega) \cdot Z^i(\omega) \cdot Z^i(\omega)^* \right] \quad (16)$$

の式によって推定した。なお、 $|n_k^i(\omega)|$ と $|n_z^i(\omega)|$ はそれぞれ動径成分と上下成分に含まれるノイズの振幅スペクトルである。地震波形中のノイズのスペクトルを直接推定することは困難であるため、ここではノイズが定常エルゴード的確率過程に従うと仮定し、直達 P 波の到着直前におけるノイズのスペクトルを用いて重みを決定した。ノイズスペクトルにホールが生じているとその帯域のノイズを過小評価し、 S/N が高いものとして扱ってしまうため、ノイズスペクトルの推定においても、データと同様の平滑化を行った。

この (16) 式は、(10) 式を重み付き最小自乗法で解いたのと等価な式になっている。また、上下成分のノイズも考慮したことにより、(14) 式よりも理想的なスタック法になっていると考えられる。これまでの時間領域のスタックでは、脈動がたまたま大きい場合などのようにある帯域で S/N が極めて悪ければ、その波形データは全て解析に用いることができなかったが、本手法では周波数毎に S/N に応じて重みを変えているので、そのような波形データも有効利用できる。

なお本来は、(3) 式の分子と分母の両方にノイズが含まれているという前提の元に多数のデータからスペクトル比を推定する方法 [例えば、Pisarenko (1970)] の方が数学的には厳密であるが、計算が複雑になるという欠点がある。上述のように、P 波初動付近では動径成分より上下成分の方が S/N が良い場合が普通であり、上下成分の S/N が動径成分より悪いデータしか利用できないという特殊な状況でなければ、(16) 式のような単純な推定法で十分であると考えられる。

2.2.3 レシーバー関数を用いた速度構造のインバージョン

インバージョンには、Ammon *et al.* (1990) の手法を改良して用いた。この手法では、各層の厚さと V_p/V_s を固定し、線形化法を用いたイタレーションにより各層の S 波速度を解として求めている (ただし後述のとおり、一回のイタレーションでは通常の線形化法のように S 波速度の変分を解いているのではなく、S 波速度そのものを解いていることに注意)。レーシーバー関数のインバージョンでは、ガウシアンフィルターを用いた狭帯域の解析を行っているため、実際に独立なデータ数は見かけのデータサンプル数よりも減少する。そのため真に独立なデータ数がパラメータ数と同等またはそれ以下となつて解が不安定となることが多い。この問題を解決するため、Ammon *et al.* (1990) の手法では構造のラフネスを最小にする拘束を与えている。

しかし、ラフネス最小の拘束条件はモデルの短波長成分を軽減するだけなので、データに長周期のノイズが含まれている場合、安定した解を求めることができない。また、レーシーバー関数の時間軸は直達 P 波との走時差であり、絶対的な走時ではない。したがって、たとえ真に独立なデータ数がパラメータ数より多くかつノイズが小さくても、通常のレーシーバー関数の解析では構造は一意には求められず、かつ得られた構造が直達 P 波の絶対走時を満足している保証はない。

そこで、本解析では構造のラフネスに関する拘束条件の代わりに初期モデルに拘束する条件を導入することにした。これまでの研究により、地殻の平均的な速度構造は求められており、それらを初期モデルとして用いてそれに拘束させることにより、直達 P 波の絶対的な走時をほぼ満足する解が得られると期待される。これは過去の研究で求められた大局的な構造を先験的情報として用いたベイズ推定を行う [Jackson and Matsu'ura (1985)] ことに相当する。後述 (2.4 節) のとおり、この手法では速度不連続の大きさを過小評価する可能性があるが、ラフネス最小の拘束条件の場合も同様の性質があり、これは致命的な欠点とはならないと考えられる。以下、本解析で用いたインバージョン法について説明する。

ここでは線形化法により解を求める場合を考える。観測波形と $(k-1)$ 回のイタレーションによって得られたモデル $\mathbf{m}_{k-1}$ から計算される理論値との差 (残差ベクトル) $\mathbf{r}$ は、 k 回目のイタレーションで求められる増分を $\delta\mathbf{m}_k$ とすると

$$\mathbf{r} \approx \mathbf{D} \cdot \delta\mathbf{m}_k = \mathbf{D} \cdot (\mathbf{m}_k - \mathbf{m}_{k-1}) \quad (17)$$

となり、これを变形して

$$\mathbf{D} \cdot \mathbf{m}_k \approx \mathbf{r} + \mathbf{D} \cdot \mathbf{m}_{k-1} \quad (17)'$$

が得られる [Ammon *et al.* (1990)]. ここで, $\mathbf{m}_k$ は k 回目のイタレーション後に求められるモデル (各層の S 波速度), $\mathbf{D}$ は係数行列であり, 各成分はモデル $\mathbf{m}_{k-1}$ から計算されるレシーバー関数の偏微分係数となる. この偏微分係数は解析的には求められないので, 数値的に差分計算により求める [Randall (1989)].

また, 初期モデルに拘束する条件は

$$\beta \cdot \mathbf{I} \cdot (\mathbf{m}_k - \mathbf{m}_0) \approx 0 \quad (18)$$

と書ける. ここで, β は初期モデルへの拘束の強さを表すハイパーパラメータ, $\mathbf{I}$ は単位行列, $\mathbf{m}_0$ は初期モデルである. (17) 式と (18) 式を組み合わせると

$$\begin{bmatrix} \mathbf{D} \\ \beta \cdot \mathbf{I} \end{bmatrix} \cdot \mathbf{m}_k \approx \begin{bmatrix} \mathbf{r} + \mathbf{D} \cdot \mathbf{m}_{k-1} \\ \beta \cdot \mathbf{I} \cdot \mathbf{m}_0 \end{bmatrix} \quad (19)$$

となり, この式から最小自乗法で $\mathbf{m}_k$ を推定した. β としては最終的に 0.3~0.6 程度の値を与えた (後述). この程度の大きさの β を用いて初期モデルへ拘束させると, イタレーションを 5 回程度行うだけで解は安定に収束するので, イタレーションの回数は 10 回とした.

本解析に用いた初期モデルを Fig. 3 に示す. 各層の厚さを 1 km とし, 層内の速度は東北大学のルーチン処理の震源決定で用いられている 1 次元地震波速度構造モデル [Hasegawa *et al.* (1978)] (以下, ルーチン構造と呼ぶ) を基にした. このモデル (Fig. 3 の破線) は東北地方の平均的な速度構造をよく表しており, このモデルに拘束させることにより, 直達 P 波の絶対走時をほぼ満足させる構造が得られると考えられる. 一方, この構造では深さ 31 km にモホ面を表す速度不連続面があり, この構造をそのまま用いると, インバージョンにより得られるモホ面の深さが 31 km に拘束されやすくなるおそれがある. そのため, ここではこのモデルを深さ 27 km から 37 km の間で補間することにより Fig. 3 の実線で示すように速度不連続面のない滑らかな構造に変形して, それを初期モデルとして採用することにした. ここで, V_p/V_s はルーチン構造と同様に地殻内で 1.71, マントル内で 1.78 であり, モホ面付近についてはこの値を補間して連続的に変化させている. 密度は Ludwig *et al.* (1970) による S 波速度と密度の関係から換算した. インバージョンで直接的に求められるのは S 波速度のみであり, P 波速度と密度についてはイタレーション毎に S 波速度から換算して求めた. ただし, 各層における V_p/V_s は上記の初期構造における値のまま固定した. また本解析では, 3 秒以上の長周期の波を用いているため, 解析領域 (60 km 以浅) に入射してから時間ウィンドウ (約 20 秒) の最後までに, 多重反射を考慮しても地震波は最大で 10 波長程度しか伝播しない. このため地震波の減衰は無視できると考え, ここでは Q は無限大と

Fig. 3. The initial velocity structure model for the inversion in this study (solid line). This model is basically the same as the 'routine structure' (the structure used in Tohoku University's routine hypocenter determination) which is indicated by dashed line, but the velocity is interpolated between 27 km and 37 km depths.

した.

レシーバー関数の推定では, ノイズだけでなく 3 次元不均質構造に伴う散乱波も誤差の原因となる. ノイズや散乱波の振幅が大きい波形データの場合, 動径成分と上下成分で波形の相関が悪くなるため, 得られるレシーバー関数には時間原点の前に (たとえば, Fig. 4 の SWU や HMK のレシーバー関数について見られるように) 大きなしみ出しが作り出される. したがって, このしみ出した部分の振幅がレシーバー関数の不確実性を表していると考えられる. そこで, 観測波形から計算されるレシーバー関数と理論波形から計算されるレシーバー関数との差がこのしみ出しの振幅と同程度となるようにハイパーパラメータの値 (β) を試行錯誤的に求めた. 最終的には, レシーバー関数の時間原点の前に信号に比べて大きな振幅が出ている観測点 SWU と HMK については, $\beta = 0.6$, その他の観測点については $\beta = 0.3$ が最適であると判断し, この値をそれぞれについて使用した

Fig. 4. Comparison of observed receiver functions (solid line) and synthetic receiver functions (dashed line) for the estimated structures beneath stations DIT, HOJ, KGJ, SWU, HMK and HSK. Each observed receiver function is obtained using the equation (16). The synthetics are calculated from the structures shown in Fig. 7 and Fig. 9. The hyperparameter β used in the inversion is 0.6 for stations SWU and HMK, and is 0.3 for other stations.

(Fig. 4). β の値を 0.3 から 0.6 に変化させた場合、求められる構造の初期構造からの偏差は約半分の大きさになる。イタレーションの収束速度は β が小さいほど遅くなるが、 β のオーダーが変わらなければほぼ同程度の速度となる。

なお、ラフネス最小の拘束と初期モデルへの拘束の両方を与えた解析も行ってみたが、得られた結果は初期モデルへの拘束のみを与えた場合とほとんど変わらなかった。これは、もともと初期構造として滑らかな構造を置いているため、初期モデルへの拘束だけでもラフネスがあまり大きくならなかったためと考えられる。そのため、以下の解析では、初期モデルへの拘束のみを使用している。

インバージョンで解くべき構造としては、深さ 100 km までの厚さ 1 km の水平成層構造を置き、各層の S 波速度を未知数とした。レシーバー関数の解析では、浅部構造については境界面で一回変換した波のみならず多重反射・変換波も含めて解析対象となる（データの情報量が多い）ため、浅部の境界面の深さは比較的精度良く求められる。一方、データ長が短いと深部境界面については一回変換した波のみが解析対象となる（データの情報量が少ない）ため、深部の構造の推定精度は浅部に比べて悪い。深部について精度よく求めるためには、多重反射・変換波がデータに含まれるよう、データ長をできるだけ長くすることが望ましい。しかし、データ長を長

Fig. 5. Locations of broadband seismograph stations. Sensor type is indicated by different symbols (diamond: STS-1/VBB; square: STS-2).

くすればこんどはモデル化した空間よりも深い境界面からの変換波がデータに含まれてしまい、それがモデル空間内の構造に押しつけられるため、得られる結果にはゴーストが生じてしまう。このような問題があるため、本解析では実効データ長を 20 秒とし、深さ 100 km までをモデル化してインバージョンを行うが、結果については、深さ 60 km 以浅についてののみを議論の対象とすることにした。

2.3 データ

データは、東北大学地震観測網の広帯域地震計 (STS-1/VBB および STS-2) が設置されている観測点 6 点で収録された波形を用いた。これらのデータは ERIOS システム [鷹野・他, 1989] で収録されており、サンプリング周波数は 20 Hz、ダイナミックレンジは 20 bit で

Table 1. Events used in the analyses.

Origin time (UT)	Lat. (deg)	Long. (deg)	Dep. (km)	Mb	Stations
94/07/16 18:05	-4.62	125.62	443	5.8	KGJ,SWU
94/08/11 02:45	-3.70	153.40	231	5.5	SWU
94/08/30 19:42	-6.97	124.11	596	5.9	HMK,HSK,KGJ,SWU
94/09/28 16:39	-5.79	110.35	638	5.9	SWU
94/10/27 22:20	-25.78	179.34	519	5.9	HMK,HOJ,KGJ,SWU
94/11/15 20:18	-5.59	110.19	561	6.2	DIT,HMK,KGJ,SWU
95/01/17 16:54	-20.83	-179.24	634	5.9	HOJ,SWU
95/06/24 06:58	-3.96	153.93	386	6.2	DIT,HMK,HSK,KGJ,SWU
95/07/15 01:35	-19.90	-177.55	358	5.5	SWU
95/09/14 12:24	-17.62	-178.97	533	5.5	HSK,SWU
95/10/29 19:40	-21.79	-179.39	618	5.7	HOJ,KGJ,SWU
96/05/02 13:34	-4.55	154.83	500	5.6	DIT,HSK,KGJ,SWU
96/07/20 07:41	-19.82	-177.64	357	5.7	HOJ
96/08/05 22:38	-20.69	-178.31	550	6.4	DIT,HOJ,HSK
96/08/22 05:35	-7.12	123.28	596	5.8	HMK,HOJ
96/11/05 09:41	-31.16	180.00	369	5.9	DIT,HMK,HOJ,HSK,SWU
96/11/08 14:00	-22.26	-179.22	553	5.2	SWU
97/05/25 23:22	-32.12	179.79	333	6.2	HOJ,SWU
97/07/11 09:55	-5.70	110.80	574	5.6	HOJ
97/09/04 20:52	-3.48	151.39	366	5.1	HOJ
97/09/07 12:57	-6.02	154.46	421	5.6	HOJ,HSK,SWU
97/09/26 15:48	-5.39	128.99	254	5.8	DIT
97/11/03 19:17	-6.74	129.02	216	5.7	SWU
97/12/26 05:34	-22.34	-179.69	588	5.3	SWU
98/01/27 19:55	-22.54	179.05	611	5.6	SWU
98/03/29 19:48	-17.55	-179.09	537	6.5	DIT,HOJ,HSK,KGJ,SWU
98/04/20 23:34	-39.04	175.12	251	5.1	HOJ
98/04/28 15:44	-21.97	-179.61	608	5.3	HOJ
98/05/16 02:22	-22.23	-179.52	586	6.1	DIT,HMK,HOJ,HSK,KGJ,SWU
98/05/23 17:44	8.14	123.73	658	5.9	HOJ,SWU

Fig. 6. Epicenter distribution of events used in this study (after PDE catalogue). The hypocenter parameters are shown in Table 1. The map is drawn using azimuthal equidistant projection. Distance from the center of the broadband seismograph stations is indicated by a circle.

ある。観測点の位置を Fig. 5 に示す。これらの観測点で 1994 年 7 月から 1998 年 5 月に観測されたマグニチュード 5 以上の地震のうち、地表反射波等の遠方起源の後続波による影響を避け、かつなるべく slowness が同程度となるようにするため、震央距離 30° から 90° 、震源の深さ 200 km 以深の遠地地震 30 個を PDE カタログから選出し、その地震波形を用いた。解析では S/N に応じて重みがかかっているため、実際には観測された全波形を用いても結果はほとんど変わらないが、ここでは有効データ数を明確にするために比較的 S/N の良い波形データ 71 トレースのみを用いた。この 71 トレース中の観測点毎の内訳は、DIT が 8 トレース、HMK が 7、HOJ が 16、HSK が 9、KGJ が 9、SWU が 22 である。各観測点について使用した地震のリストを Table 1 に示す。これらの波形データについて、P 波初動の 2 秒前から 24 秒間のデータを切り出し、最初と最後の 2 秒間について cos 型のテーパーをかけた。さらにその後ろに 78.4 秒分のゼロパディングを行い、総計 102.4 秒 (2048 サンプル) のデータを解析した。デコンボリューションを行った波形は尾を長くひくことが多く、FFT 解析ではこの影響が前方にまわりこんでしまう。このまわりこみの影響を極力避けるため、ここではゼロパディングを長くとっている。レーシーバー関数を計算する際には、この波形を FFT し、2.2.1 節で述べた平滑化を行った後、(16) 式のスタックを行い、このスタック波形にガウシアンフィルターを掛けた。使用したガウ

シアンフィルターは (5) 式で $a=2$ としたフィルター (0.37 Hz で -3 dB のローパスフィルター) である。

使用する地震波形は、観測点から見た震央の方位角 (back azimuth) が 135° から 225° の範囲であったため、地震波はすべてほぼ南 (Fig. 6) から到来すると考え、本解析では震央によって領域分けせずに、観測点ごとにスタックを行った。インバージョンにおいては、各観測点ごとに、使用した波形の直達 P 波の slowness の平均値を求め、その値を用いて理論的なレーシーバー関数を計算した。なお、slowness の値については、iasp91 の走時表 [Kennett, 1991] から求めた。用いたデータの slowness の最小値は 5.37 s/deg、最大値は 7.83 s/deg である。

2.4 インバージョンの推定精度の評価

このインバージョンによって得られる構造の推定精度を評価するために、簡単なシミュレーションを行った。シミュレーションでは、表層 (厚さ 2 km)、上部地殻 (15 km)、下部地殻 (16 km) および上部マントル (半無限) からなる水平成層構造のモデル (各層内では速度一定) からの理論的なレーシーバー関数を計算し、これに対して上述のような滑らかな初期構造に拘束させたインバージョンを行って、どの程度、構造が復元できるかを検証した。

シミュレーションにおいては、まず初期構造を上記の水平成層構造 (3 層 + 半無限媒質) で近似した。次に、こ

の構造に比べて、各層の速度が系統的に -6% 、 -3% 、 $+3\%$ および $+6\%$ 異なる場合の計 4 種類の構造を作成した。これらの構造から期待される理論的レシーバー関数を計算し、これに Fig. 4 の DIT 観測点の観測値と同程度（最大振幅の $1/30$ ）のランダムノイズを加え、DIT における実際の解析とまったく同じ処理を行った。このようなシミュレーションを行ったところ、下記のような結果が得られた。

(1) 表層の底の深さはいずれの構造を与えても完全に再現できた。系統的に $\pm 3\%$ 異なる構造を与えた場合には、コンラッド面とモホ面の深さは 1 km 以内の誤差で復元できた。 $\pm 6\%$ 異なる構造を与えた場合には、コンラッド面の深さの誤差は 1 km だが、モホ面の深さの誤差は 2 km となった。いずれの場合も、速度ジャンプの大きさについては、真のジャンプの大きさの $70\sim 100\%$ 程度で復元できた。

(2) 初期構造に拘束させているため、インバージョンにより得られた各層の初期構造に対する速度偏差は真の値よりも系統的に小さくなるが、この傾向は深部で特に顕著となることがわかった。これは 2.2.3 節で述べたように、データの中に含まれる深部構造に関する情報量が浅部構造より少ないことに起因すると考えられる。

(3) 短波長の凹凸（見かけ上の薄い高速度層や低速度層）がインバージョンの結果には現れるが、その相対的な速度ジャンプは P 波速度にして最大で 0.3 km/s 程度である。

本解析で用いた初期構造は東北大の震源決定に用いている構造を元にしており、過去の研究〔例えば、Horiuchi *et al.* (1982), Research Group for Explosion Seismology (1977)〕の結果を考慮すると、この構造が真の構造と比べて浅部から深部にいたるまで系統的に 6% も異なっているとは考えにくい。このような判断のもと、(1) の結果より、本解析で得られる各主要境界面の深さの精度は 1 km 程度であると見積もった。ただし (2) の問題があるため、得られた速度の絶対値そのものについて詳細な議論は行わないことにした。また、P 波速度で 0.3 km/s よりも小さな速度ジャンプを示す薄い高速度層や低速度層については、(3) の結果から考えて見かけのものである可能性があるため、基本的に議論の対象とはしないことにした。

§ 3. 結果と議論

3.1 観測点直下の速度構造

各観測点直下の構造について、走時トモグラフィーによって東北日本弧の三次元速度構造を求めた Nakajima *et al.* (2001b) の結果と本解析の結果との比較を Fig. 7

に示す。本解析では、多重反射・変換した波もインバージョン解析の中に含まれているので、得られた構造は観測点近傍での平均的な構造を表していると考えられる。そこで比較する対象の Nakajima *et al.* (2001b) の構造も、観測点周辺 10 km について平均操作を行った結果をプロットした。なお、Nakajima *et al.* (2001b) では、モホ面の深さについては Nakajima *et al.* (2001a) と Zhao *et al.* (1990) の結果を、コンラッド面については Zhao *et al.* (1990) の結果を利用しているので、モホ面やコンラッド面について Nakajima *et al.* (2001b) と比較する場合には、Nakajima *et al.* (2001a) と Zhao *et al.* (1990) を引用することにする。

以下、本解析で得られた観測点直下の構造の特徴について述べる。なお過去の研究によれば東北地方の下部地殻と最上部マントルにおける平均的 P 波速度はそれぞれ、 6.6 km/s [Horiuchi *et al.* (1982)] と 7.53 km/s [Research Group for Explosion Seismology (1977)] という値が得られている。そのため、本解析の結果については、基本的に P 波速度で 6.5 km/s を超える正の速度ジャンプを示す顕著な不連続面をコンラッド面、 7.5 km/s を超える不連続面をモホ面と解釈することにした。

(1) HSK

地殻内では薄い表層の下に深さ 6 km と 17 km の二箇所に正の速度ジャンプが、また深さ 22 km 付近に低速度層が見られる (Fig. 7(a))。深さ 17 km より下で P 波速度は 6.5 km/s を超えており、下部地殻の速度となっているので、この深さ 17 km の不連続面はコンラッド面であると考えられる。この結果は Zhao *et al.* (1990) の結果と調和的である。一方、深さ 32 km に見られる正の速度ジャンプがモホ面であると考えられるが、Zhao *et al.* (1990) はモホ面の深さを 34 km としており、本解析の結果では彼らの結果より 2 km 程度浅くなっている。Zhao *et al.* (1990) では、この観測点付近は解析領域の端に位置しているためにモホ面の決定精度が悪くなっていると考えられる。一方、Zhao *et al.* (1990) によれば、この観測点が位置する海岸線付近ではモホ面が急傾斜していると考えられるが、本解析では水平成層構造を仮定しているため、本解析でも誤差が大きいと考えられる。また、HSK では表層が低速度となっており、このような場合モホ面付近から下部の構造はやや信頼度が落ちる（後述の HOJ の項参照）。このような理由により、本解析結果も Zhao *et al.* (1990) の結果も、モホ面の決定精度はこの付近に関してはそれぞれの誤差の推定値（どちらも 1 km 程度）よりはやや悪いと考えられるので、両者の結果は決定精度の範囲内では矛盾しないと言える

Fig. 7. Velocity structures estimated from the inversions for stations (a) HSK, (b) HMK, (c) DIT, (d) KGJ, and (e) SWU. Solid and dashed lines denote the results of this study and of Nakajima *et al.* (2001b), respectively.

だろう。Nakajima *et al.* (2001b) が求めたこの付近の速度構造は、上部地殻ではルーチン構造より速く、下部地殻ではルーチン構造よりも遅くなっており、その傾向は本解析の結果でも見られる。ただし、本解析の結果は、この観測点付近に低速度の表層が薄く存在していることを示している。また、Nakajima *et al.* (2001b) では下部地殻内のグリッドポイントは深さ 25 km にしかないので下部地殻内の低速度層の深さや厚さは求められず、この付近の下部地殻の平均的な値が得られるだけである。これに対して、本解析の結果は、この低速度層がコンラッド直下の深さ 22 km 付近にあり、その厚さが 4 km 程度であることを示している。

(2) HMK

深さ 20 km にコンラッド面と考えられる顕著な速度不連続面が見られる (Fig. 7(b)). この結果は Zhao *et al.*

(1990) の結果より 1 km ほど深くなっているが、誤差を考慮すると、HSK と同様にはほぼ一致していると考えられる。また、深さ 31 km と 35 km にも速度ジャンプが見られるがどちらもジャンプの大きさは小さい。深さ 35 km の速度ジャンプは Zhao *et al.* (1990) のモホ面と一致する。上記の 7.5 km/s という基準を単純に適用すると、本解析の結果では深さ 31 km の不連続面がモホ面となる。しかし、この観測点は、レシーバー関数の時間原点の前のしみ出しが 6 観測点中で最も大きく (Fig. 4)、3 次元的不均質による散乱波の影響が強いと考えられる。特に地震波速度の絶対値の信頼性は他の観測点に比べて低いと考えられ、深さ 31 km 付近の 7.5 km/s 程度と得られている速度の値はあまり信頼できない可能性がある。このようなことからモホ面を深さ 35 km とし、ても矛盾はないと考えられる。

(3) DIT

Fig. 7(c) から、深さ 19 km にコンラッド面と思われる速度不連続面が見られる。Zhao *et al.* (1990) はコンラッド面の深さを 18 km と求めており、本解析の結果とはほぼ一致する。しかしモホ面の深さに関しては、本解析の結果では 30~31 km と考えられ、Zhao *et al.* (1990) の結果より 3~4 km 浅くなっている。一方、Nakajima *et al.* (2001b) ではモホ面の深さを 32~33 km としているが、これは Nakajima *et al.* (2001a) によるモホ面での反射波と変換波を用いて推定した深さを滑らかにしない結果に基づいている。Nakajima *et al.* (2001a) では DIT 付近のモホ面の深さについては、変換波を用いて推定しており、この結果だけを見ると約 31 km となっている。変換波による推定のほうが反射波による推定よりも、震源決定誤差の影響を受けにくいので精度が良いと考えられ [松澤 (1989)], この 31 km という値は本解析の結果と一致している。

Nakajima *et al.* (2001b) の結果では、下部地殻で地震波速度が遅くなっており、逆転層を形成している。これは、Fig. 7(c) に見られるモホ面直上の厚い低速度層が原因であると考えられる。一方、表層以外の上部地殻では、本解析の結果は初期モデルより系統的に速くなっており、Nakajima *et al.* (2001b) の結果と調和的な値が得られている。

(4) KGJ

この観測点の下での特徴的なのは、深さ 16 km から 18 km に見られる薄い高速度層である (Fig. 7(d))。これの上面は、Iwasaki *et al.* (1994) が見つけた反射面の位置と一致する。モホ面の深さに関しては Nakajima *et al.* (2001a) および Zhao *et al.* (1990) と良く一致している。

地震波速度の値から考えて、深さ 16 km の不連続面がコンラッド面であり、そこから深さ 33 km にあるモホ面までの下部地殻内に深さ 18 km から 28 km にかけて低速度層が厚く存在していると解釈することができる。Nakajima *et al.* (2001b) の結果では下部地殻がかなり低速度となっており、本解析の結果と調和的である。しかしながら、コンラッド面の深さは Zhao *et al.* (1990) の結果と一致していない。本解析の結果と Nakajima *et al.* (2001b) の結果のどちらにおいても、下部地殻の速度が遅いために、上部地殻と下部地殻での平均的な速度の違いは小さくなっている。このような場合、Zhao *et al.* (1990) のように初動走時のみで推定されたコンラッド面の深さは精度が悪くなってしまうと考えられる。

Nakajima *et al.* (2001b) では、KGJ の下の最上部マントルが同じ深さにおける平均的な速度よりも低速度に

なっている。彼らの与えたグリッドポイントは最上部マントルでは深さ 40 km と 65 km にしかないため、見かけ上厚い低速度域があるように見える (Fig. 7(d) で示した範囲ではモホ面より下がすべて低速度域に対応) が、本解析の結果は、低速度域が深さ 42 km 付近にあり、その厚さは 5 km 程度であることを示唆している。

(5) SWU

深さ 35 km にモホ面と思われる速度ジャンプが見られ、Nakajima *et al.* (2001a), Zhao *et al.* (1990) の結果と一致する (Fig. 7(e))。深さ 11 km と 22 km にも速度ジャンプが見られるものの、Zhao *et al.* (1990) のコンラッド面とは一致しない。しかし Nakajima *et al.* (2001b) では深さ 10 km あたりで速度勾配が変化しており、その原因が本解析で見られる深さ 11 km の速度不連続面ではないかと思われる。表層を除けば本解析の結果は上部地殻で初期モデルよりも速く、下部地殻で遅くなっており、この傾向は Nakajima *et al.* (2001b) と調和的である。

データから得られたレシーバー関数 (Fig. 4) を見ると、時間原点の前に大きなしみが存在しており、この観測点付近では 3 次元的不均質性による散乱が強いと考えられる。実際、求められた構造も 20 km 程度で浅で複雑となっている。このような強い散乱波と複雑な構造は、この付近で地殻内 S 波反射面 (ブライトスポット) が多数見つかっている [堀・他 (1999)] ことと関連すると思われる。

(6) HOJ

HOJ に関しては他の観測点と同じ初期モデル (Fig. 3) から始めると、Fig. 8(b) で見られるように、レシーバー関数の時間原点にくるパルスがわずかに遅れている。これは表層が顕著な低速度層となっているためであると考えられる。つまり、表層の速度が遅い場合には入射角は小さくなり、水平動成分では直達 P 波の振幅は小さくなるが、表層と基盤との境界面で大きな Ps 変換波が生じ、これは水平動に大きく現れるので、水平動成分では直達 P 波より後にピークをもつパルスがつくられる。このような場合、水平動成分の最初のピークが上下動成分より遅れてしまい、レシーバー関数のパルスが時間原点からずれると考えられる。実際、HOJ で観測されたもとの地震波形を見てみると、初動部分の水平動成分と上下動成分とで立ち上がり時刻は等しいが、ピークの位置がずれていることがわかった。また、Iwasaki *et al.* (1999) の結果でも、HOJ 付近では地震波速度の遅い表層が存在することが示されている。

この遅い表層による影響を見積もるため、Fig. 9(a) の破線で示したように、厚さ 5 km で P 波速度が 3.0 km

Fig. 8. (a) Velocity structure beneath HOJ (solid line) estimated by using the initial model shown in Fig. 3. Dashed line represents the structure estimated by Nakajima *et al.* (2001b). (b) Comparison of the observed receiver function (solid line) and synthetic (dashed line) calculated from the estimated structure indicated by solid line in Fig. 8(a).

Fig. 9. (a) Velocity structure beneath HOJ (solid line) estimated by using the initial model (dashed line) that contains a low-velocity surface layer. (b) Comparison of the observed receiver function (solid line) and synthetic (dashed line) calculated from the estimated structure indicated by solid line in Fig. 9(a).

から 5.7 km/s に緩やかに変化する表層を初期モデルに組み込んでインバージョンを行った。その結果、Fig. 9 (b) に示したようにレシーバー関数の時間原点のずれのない解が得られた。しかし推定された速度ジャンプは Nakajima *et al.* (2001a) や Zhao *et al.* (1990) によるモホ面の深さ約 32 km ではなく、深さ 27 km 付近と 36 km 付近に見られる (Fig. 9(a))。地震波速度から見ると、深さ 36 km の不連続面がモホ面ということになる。し

かしながら、このような低速度の表層が存在する場合、表層での多重反射・変換に起因する大振幅の波とモホ面からの変換波がほぼ同じ時刻に到着するため、モホ面の深さと表層の構造がトレードオフし、モホ面は初期モデルに拘束されやすくなる。つまり、モホ面の深さの違いによる波形の食い違いが生じても、表層の構造を微調整することによって、レシーバー関数の観測値をうまく説明する構造をつくることのできるため、このような低速度の表層が存在する場合には、レシーバー関数からモホ

面の深さを精度良く推定することは困難である。一方、HOJの下付近を反射点とするモホ面からの反射波が顕著に見えている[Nakajima *et al.* (2001a)]という観測事実を考慮すると、モホ面で速度コントラストが大きくなっている構造の方がもっともらしいと考えられる。Nakajima *et al.* (2001a) に従ってモホ面を深さ 32 km に置いた初期モデルを用いてインバージョンを行うと、モホ面はやはり深さ 32 km に求められるものの、その速度コントラストは極めて小さくなった。一方、Iwasaki *et al.* (1999) ではモホ面の深さを 28 km としており、この結果は Fig. 9 の結果とほぼ調和的であり、かつ速度コントラストも大きくなっている。以上のことからHOJの下ではモホ面の深さは 27 km とするのが妥当であると考えられる。ただし、その場合、モホ面直下で 37 km 以浅に低速度域が存在することになるが、これが何を示しているのかは不明であり、この低速度層の存在の有無を含めて今後さらに検証を行う必要がある。

3.2 東北日本弧の地殻・最上部マントル速度構造

太平洋側の観測点である HSK, HMK, DIT では、コンラッド面に対応すると思われる速度不連続面が深さ 20 km 付近に見られ、その位置は Zhao *et al.* (1990) の結果とほぼ一致する。一方、KGJ と HOJ では Zhao *et al.* (1990) の結果と一致するコンラッド面は見られないが、深さ 15~17 km 付近に正の速度ジャンプが見られ、その数 km 下から低速度域となっている。SWU ではコンラッド面は不明瞭であるが、これはこの付近に多数の S 波反射面が見られることと関係すると思われる。

KGJ の下では深さ 16 km から 18 km にかけて高速度層が見られる。東北地方の地震は低周波微小地震を除けば、ほとんどは深さ 15 km 以浅で発生する [Hasegawa and Yamamoto (1994)] が、KGJ の下では例外的に深さ 15 km と 20 km に M4 級の地震が発生している [河野 (1993)]。この例外的に深部で発生した地震の震源の深さと、この高速度層の深さがほぼ一致していることは興味深い。

Nakajima *et al.* (2001b) では、下部地殻の地震波速度が系統的にルーチン構造よりも遅く求められている。本解析でもルーチン構造を基にしてつくった初期モデルに拘束させる条件を与えているにもかかわらず、下部地殻が初期モデルよりも系統的に遅くなっている傾向が見られる。ただし、低速度域の中心の深さは観測点によって異なっている。

モホ面の深さは、太平洋側の観測点では約 30 km に求められ、脊梁地域の SWU では 34 km と深く求められた。日本海側の観測点である HOJ については、Nakajima *et al.* (2001a) や Zhao *et al.* (1990) の結果よりモホ

面は浅い可能性がある。Zhao *et al.* (1990) では東北地方全域のモホ面を滑らかな関数でつないでおり、このような場合、一般に解析領域の端では信頼度は落ちる。HOJ は彼らの解析領域の端に位置するため、このような誤差が大きく影響している可能性がある。一方、Nakajima *et al.* (2001a) ではこの付近のモホ面の推定に浅発地震からの反射波を用いている。もし、東北大学の震源が真の深さより系統的に深く震源決定されていれば、この手法では、モホ面は真の深さより深く求められてしまう。したがって、このような系統的な震源のシフトが存在するかどうか、今後検討する必要がある。

最上部マントルに関しては、DIT, KGJ で深さ 40 km から 50 km 付近に低速度層が見られ、同様の傾向が SWU にも見られる。これは Nakajima *et al.* (2001b) の結果に見られる最上部マントルでの低速度域に対応しているものと考えられ、本解析の結果は、これらの観測点の下では、この低速度域の厚さが 5 km 程度であることを示している。ただし、2.2.3 節で述べたように、レシーバー関数による推定では、有限の時間ウィンドウの影響で、深い領域ほど推定結果の信頼度は低下するため、今後さらに検討が必要であろう。

なお、本研究および過去のトモグラフィーの研究のいずれにおいても、インバージョンに拘束条件が組み込まれているため、各層の速度の絶対値に関する比較は困難ではあるが、2.4 節で述べたように相対的特徴については、ほぼ真実を表していると考えられる。コンラッド面やモホ面の深さについては、Nakajima *et al.* (2001a) や Zhao *et al.* (1990) では各層の速度を固定しているため、層内の不均質性を考慮すれば本研究と厳密に一致する必然性はない。しかし、彼らが仮定した各層の速度と本研究の初期構造は、どちらも過去の研究で得られた東北地方の平均的構造を元にしており、これは平均値としては真実とそれほど大きく変わらないと考えられる。Zhao *et al.* (1990) の場合、境界面の深さとトレードオフするのは基本的には各層の平均速度であり、その平均速度が我々の初期構造や真の構造と矛盾しないため、ほぼ同様の深さにコンラッド面やモホ面が求められたものと考えられる。また、Nakajima *et al.* (2001a) については、太平洋側のモホ面の位置は変換波を用いて推定しており、本研究のレシーバー関数による推定も結局のところ変換波を解析しているので、各層の速度が極端に異ならない限り、両者の結果は一致するのが自然である。違いが見られた HOJ の近傍については我々の結果もトモグラフィーの研究結果も信頼度がやや劣るため、今後、慎重に解析を行うことが重要である。レシーバー関数については、表層の影響がモホ面の誤差となって現れているの

で、今後、浅部構造探査によって表層を詳しく調べ、そこで得られた結果に表層を固定してレシーバー関数解析を行ったり、また、モホ面付近の情報を増やすため、より長いデータウィンドウを用いるなどの工夫が考えられる。

本解析では、水平成層構造を仮定して解析を行った。海岸線付近以外については、主要な境界面の傾斜はそれほど大きくないことがこれまでの研究によりわかっており、HSK 観測点以外については、傾斜層構造の影響は小さいと考えられるが、今後様々な入射方向・入射角の波を独立に取り扱って解析し、今回の結果を検証する必要がある。

§4. 結 論

本解析では、レシーバー関数による速度構造推定において、従来の手法の問題点を指摘し、それを改善するために以下の方法を示した。

(1) 周波数領域でレシーバー関数を求める際の不安定性に対する解決策として平滑化法を提案した。この方法を適用することで、従来用いられているウォーターレベル法よりも信頼できるレシーバー関数を推定できると考えられる。

(2) レシーバー関数のスタッキング手法として、周波数領域での重み付きスタック法を提示した。この方法を用いることにより、S/N の悪い周波数帯域が存在する波形についても、有効利用することが可能になった。

(3) レシーバー関数を用いたインバージョンでは解の一貫性や絶対走時の問題がある。この問題を克服するため、過去の研究結果を先験的情報として取りいれて、絶対走時も考慮したインバージョン法を提示した。

次に、上記の方法を用いて東北日本弧の地殻・最上部マントル速度構造の推定を行った。得られた結果は以下のとおりである。

(1) 太平洋側では、深さ 20 km 付近にコンラッド面と思われる速度不連続面が見られる。これは Zhao *et al.* (1990) が示したコンラッド面の深さとほぼ一致している。また、モホ面の深さは、太平洋側で約 30 km、脊梁付近では 34 km と深くなり、Nakajima *et al.* (2001a) や Zhao *et al.* (1990) の結果とほぼ一致する。一方、脊梁付近では、コンラッド面が不明瞭で地震波の散乱が強いことから、この付近の不均質性が強いことが示唆される。

(2) HSK と DIT の下の下部地殻内に顕著な低速度層が見いだされた。この領域では Nakajima *et al.* (2001b) でも下部地殻における速度の逆転が見られる。この低速度層の深さは Nakajima *et al.* (2001b) では精度良く求

められないが、本解析によって、HSK についてはコンラッド面直下、DIT についてはモホ面直上に位置していることが示された。

(3) KGJ については、深さ 40 km 付近に低速度層が見られる。Nakajima *et al.* (2001b) でも深さ 40 km 付近に低速度域が推定されているが、その厚さは良く求められていない。本解析の結果は、この低速度層の厚さが 5 km 程度であることを示唆している。

(4) HOJ 直下では、極めて遅い表層が存在している。これは Iwasaki *et al.* (1999) の結果と一致する。また HOJ 直下では、モホ面の深さを精度良く求めることができなかったが、Iwasaki *et al.* (1999) と同様に深さ 27 km の不連続面がモホ面であるとすれば、そのモホ面の下から深さ 37 km 程度までは低速度層となっている可能性がある。

謝 辞

本研究の解析において、セントルイス大学の Charles J. Ammon 博士から、レシーバー関数のインバージョン・ソフトウェアを提供していただいた。広帯域地震波形のデータ収録システムについては東京大学の鷹野 澄博士らによる ERIOS システムのソフトウェアを使わせていただいた。東北大学の中道治久博士（現東京大学）からは、レシーバー関数解析に関する有益なご助言を頂戴した。また、京都大学の中西一郎博士、加藤 護博士と匿名の査読者からは、論文の改善に非常に役立つ多くのご助言をいただいた。作図においては、ハワイ大学の Paul Wessel 博士と米国国立海洋大気局 (NOAA) の Walter H. F. Smith 博士による GMT を使わせていただいた。これらの方々に厚く御礼申し上げる。

文 献

- Abers, G. A., 1998, Array measurements of phases used in receiver-function calculations: importance of scattering, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **88**, 313–318.
Ammon, C. J., 1991, The isolation of receiver effects from teleseismic P waveforms, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **81**, 2504–2510.
Ammon, C. J., G. E. Randall and G. Zandt, 1990, On the nonuniqueness of receiver function inversions, *J. Geophys. Res.*, **95**, 15303–15318.
Cassidy, J. F., 1992, Numerical experiments in broadband receiver function analysis, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **82**, 1453–1474.
Clayton, R. W. and R. A. Wiggins, 1976, Source shape estimation and deconvolution of teleseismic body-waves, *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, **47**, 151–177.
Hasegawa, A., N. Umino and A. Takagi, 1978, Double-planed structure of the deep seismic zone in the

- northeastern Japan arc, *Tectonophysics*, **47**, 43–58.
- Hasegawa, A. and A. Yamamoto, 1994, Deep, low-frequency microearthquakes in or around seismic low-velocity zones beneath active volcanoes in northeastern Japan, *Tectonophysics*, **233**, 233–252.
- Hasemi, A. H., H. Ishii and A. Takagi, 1984, Fine structure beneath the Tohoku district, northeastern Japan arc, as derived by an inversion of P-wave arrival times from local earthquakes, *Tectonophysics*, **101**, 245–265.
- 日野幹雄, 1977, スペクトル解析, 朝倉書店, 300 pp.
- 堀 修一郎・海野徳仁・浅野陽一・長谷川 昭, 1999, 東北日本の S 波反射面, 日本地震学会講演予稿集, P 140.
- Horiuchi, S., A. Yamamoto, S. Ueki, K. Tachibana, T. Kono and A. Takagi, 1982, Two-dimensional depth structure of the crust beneath the Tohoku District, the northeastern Japan arc, Part II. Moho discontinuity and P-wave velocity, *J. Phys. Earth*, **30**, 71–86.
- Iwasaki, T., T. Yoshii, T. Moriya, A. Kobayashi, M. Nishiwaki, T. Tsutsui, T. Iidaka, A. Ikami and T. Masuda, 1994, Precise P and S wave velocity structures in the Kitakami massif, Northern Honshu, Japan, from a seismic refraction experiment, *J. Geophys. Res.*, **99**, 22187–22204.
- Iwasaki, T., T. Takeda, W. Kato, S. Sekine, H. Sato, N. Hirata, T. Moriya, N. Umino, T. Okada, A. Hasemi, K. Miyashita, T. Mizogami, K. Tashiro, T. Matsushima and H. Miyamachi, 1999, Extensional deformation recorded in wide angle reflection profile across Northern Honshu, Japan, *Eos Trans. AGU*, **80**, Fall Meet. Suppl., F1040.
- Jackson, D. D. and M. Matsu'ura, 1985, A bayesian approach to nonlinear inversion, *J. Geophys. Res.*, **90**, 581–591.
- Jordan, T. H. and S. A. Sipkin, 1977, Estimation of the attenuation operator for multiple ScS waves, *Geophys. Res. Lett.*, **4**, 167–170.
- Kennett, B. L. N., 1991, IASPEI 1991 seismological tables, Research School of Earth Sciences, Australian National University, Canberra, 167 pp.
- 河野俊夫, 1993, 北上山地の地震活動 (その 3), 地震火山観測技術研究報告, **23**, 34–49.
- Langston, C. A., 1979, Structure under Mount Rainier, Washington, inferred from teleseismic body waves, *J. Geophys. Res.*, **84**, 4749–4762.
- Li, X., R. Kind, K. Priestley, S. V. Sobolev, F. Tilmann, X. Yuan and M. Weber, 2000, Mapping the Hawaiian plume conduit with converted seismic waves, *Nature*, **405**, 938–941.
- Ludwig, J. W., J. E. Nafe and C. L. Drake, 1970, Seismic refraction, in "The Sea, Vol. 4, Part I", ed. by A. E. Maxwell, Wiley-Interscience, New York, 53–84.
- 松澤 暢, 1989, 後続波から推定される沈み込みプレート境界の地震波速度構造の推定, 地震 2, **42**, 525–536.
- 中島淳一・松澤 暢・長谷川 昭・趙 大鵬, 2001, 東北日本弧の三次元地震波速度構造と V_p/V_s 構造, 地震研究所彙報, **76**, 13–21.
- Nakajima, J., T. Matsuzawa and A. Hasegawa, 2001a, Moho depth variation in the central part of northeastern Japan estimated from reflected and converted waves, *Phys. Earth Planet. Int.*, submitted.
- Nakajima, J., T. Matsuzawa, A. Hasegawa and D. Zhao, 2001b, Three-dimensional structure of V_p , V_s and V_p/V_s beneath northeastern Japan: Implications for arc magmatism and fluids, *J. Geophys. Res.*, in press.
- Nakajima, J., T. Matsuzawa, A. Hasegawa and D. Zhao, 2001c, Seismic imaging of arc magma and fluids under the central part of northeastern Japan, *Tectonophysics*, in press.
- 小原一成・長谷川 昭・高木章雄, 1986, 東北日本弧における地殻・上部マントルの三次元 P 波および S 波速度構造, 地震 2, **30**, 201–215.
- 大崎順彦, 1976, 地震動のスペクトル解析入門, 鹿島出版会, 260 pp.
- Owens, T. J., G. Zandt and S. R. Taylor, 1984, Seismic evidence for an ancient rift beneath the Cumberland Plateau, Tennessee: a detailed analysis of broadband teleseismic P-waveforms, *J. Geophys. Res.*, **89**, 7783–7795.
- Park, J. and V. Levin, 2000, Receiver functions from multiple-taper spectral correlation estimates, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **90**, 1507–1520.
- Peng, X. and E. D. Humphreys, 1998, Crustal velocity structure across the eastern Snake River Plain and the Yellowstone swell, *J. Geophys. Res.*, **103**, 7171–7186.
- Pisarenko, V. F., 1970, Statistical estimates of amplitude and phase corrections, *Geophys. J. Roy. Astr. Soc.*, **20**, 89–98.
- Randall, G. E., 1989, Efficient calculation of differential seismograms for lithospheric receiver functions, *Geophys. J. Int.*, **99**, 469–481.
- Research Group for Explosion Seismology, 1977, Regionality of upper mantle around northeastern Japan as derived from explosion seismic observations and its seismological implications, *Tectonophysics*, **37**, 117–130.
- Shibutani, T., M. Sambridge and B. Kennett, 1996, Genetic algorithm inversion for receiver functions with application to crust and uppermost mantle structure beneath Eastern Australia, *Geophys. Res. Lett.*, **23**, 1829–1832.
- 鷹野 澄・武尾 実・高橋正義・阿部勝征, 1989, 広帯域地震計データの遠隔収集システム, 地震学会講演予稿集, no. 2, 254.
- Wessel, P. and W. H. F. Smith, 1995, New version of the Generic Mapping Tools released, *EOS Trans. AGU*, **76**, 329.
- Zhao, D., S. Horiuchi and A. Hasegawa, 1990, 3-D seismic velocity structure of the crust and upper

- mantle in the northeastern Japan Arc, *Tectonophysics*, **181**, 135–149.
- Zhao, D., A. Hasegawa and S. Horiuchi, 1992, Tomographic imaging of P and S wave velocity structure beneath northeastern Japan, *J. Geophys. Res.*, **97**, 19909–19928.
- Zhu, L. and H. Kanamori, 2000, Moho depth variation in southern California from teleseismic receiver functions, *J. Geophys. Res.*, **105**, 2969–2980.