

## 伝播の効果として非弾性減衰の効果を加える

ごく小さな断層で断層運動が瞬時に起こり、P波変位波形がデルタ関数として震源を出発したとしても、地球内部が完全弾性体でないために、地震計のある遠方の観測点に達するまでに、P波変位波形はもはやデルタ関数でなくなる。

この非弾性の効果は、周波数領域において、複素数  $\exp(\bar{A}(\omega))$  で与えられる ( $\omega$  は角周波数)。ここで、

$$\bar{A}(\omega) \text{ の実部} \quad -0.5t^* \omega$$

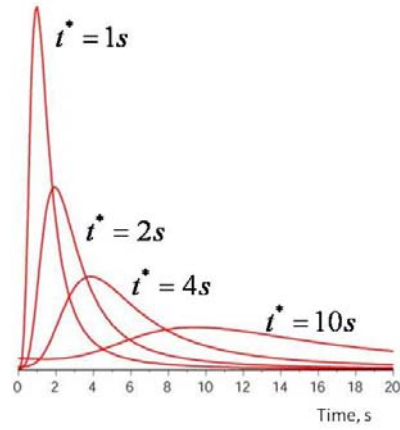
$$\bar{A}(\omega) \text{ の虚部} \quad \frac{t^* \omega}{\pi} \ln(t^* \omega) - 1.4t^* \omega$$

周波数領域での P 波変位に対して、

$$\bar{U}^P(\omega) \propto \bar{U}_{elastic}^P(\omega) \exp(\bar{A}(\omega))$$

のように掛け合わせることで、非弾性の効果を考慮した P 波変位 (左辺) を得ることができる。

$\bar{A}(\omega)$  の中にある  $t^*$  (単位は秒) という量が非弾性の強さを表す。大きくなると、完全弾性体からのずれが大きくなる。 $\exp(\bar{A}(\omega))$  を逆フーリエ変換すると、非弾性効果の時間領域での応答関数 (impulse response) になる。その例が次のページの図。 $t^*$  の値が大きくなると、より長い時間、尾を引くようになる。これらの時間関数は、言いかえると、地震の震源をでたときデルタ関数であった変位波形が、地震と観測点の間で決まる  $t^*$  に応じて、観測点につくころに変わっているだろう波形を示している。



上記に説明したように周波数領域で  $\exp(\bar{A}(\omega))$  をかけるかわりに、このような時間領域での応答関数を  $U_{elastic}^P(t)$  に畳み込み積分しても、非弾性の効果を波形に入れることができる。

今回は、P波変位を計算するにあたって、 $t^*$  の値として、よく使用される 1 秒を用いる。