

アレイ解析による長周期レイリー波コーダの起源の推定

前田拓人・佐藤春夫・大竹政和

(東北大学大学院理学研究科)

はじめに

近年、広帯域かつ広ダイナミックレンジの地震観測が全世界規模で行われるようになり、長周期表面波の散乱現象が注目されるようになってきた。Sato and Nohechi (2001)は、長周期レイリー波の2乗振幅エンベロープに着目し、球面上に一様ランダムに分布する散乱体による基本モードの一次散乱によって、レイリー波エンベロープの概形を理論的に合成することに成功した。最近ではこれを改良した多重散乱の数理的なモデルの構築も行われている (Sato and Nishino, 2002)。しかし、このモデルは経過時間が20,000s程度までのエンベロープの特徴を定量的に再現できるが、多重散乱の効果を考慮に入れても経過時間が十分に大きなきのエンベロープを説明することはできなかった。そこで本稿では、経過時間が30,000sを超える部分の波群の素性を明らかにすべく、1999年8月17日に発生したトルコ・コジャエリ地震のアレイ波形記録のFKパワースペクトル解析を行った。この解析結果に基づき、長い経過時間にわたるレイリー波のエンベロープを説明する為のモデルを提唱する。

FKパワースペクトル解析

FREESIAのSTS-1地震計の観測点のうち、ノイズレベルが低く他の地震が記録されていない本州中部の10点(図1(a))をアレイとして用いる。FKパワースペクトルは、Lacoss *et al.* (1969)のfrequency-domain beamforming methodを用いて、

$$\hat{P}(\mathbf{k}, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} d\tau e^{i\omega\tau} \langle b(\mathbf{k}, \omega, t) b(\mathbf{k}, \omega, t + \tau) \rangle_t \quad (1)$$

により推定する。ただしビームは

$$b(\mathbf{k}, \omega, t) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N u_i \left[t + \frac{k_x}{\omega} (x_i - x_0) + \frac{k_y}{\omega} (y_i - y_0) \right] \quad (2)$$

(N は観測点数、 u は波動場、 x, y は観測点位置座標)で、 $\langle \rangle_t$ は時間についての自己相関を示す。この \hat{P} は真の波動場のFKパワースペクトル P に対して、

$$\hat{P}(\mathbf{k}, \omega) = \frac{1}{4\pi^2} \iint d\kappa W(\kappa - \mathbf{k}) P(\kappa, \omega) \quad (3)$$

の関係がある。ここで、 $W(\mathbf{k})$ はアレイの形状によって定まるアレイレスポンス関数である(図1(b))。FKパワースペクトルを実際に計算する際には、2次のバターワースフィルタ(帯域:周期90s~180s)を前後から通した波形を用いることで、(1)式のFourier変換の代わりとした。FK解析に用いるタイムウィンドウは最大周期の2倍の360sとし、ウィンドウをずらしながら震源時から65,000sまでを解析した。

FKパワースペクトルの対数をスローネス空間にプロットした例を図2に示す。観測される波形はそれぞれ位相速度の異なる複数のモードの表面波の重ねあわせであり、FK解析によってある程度分離可能である。明らかに大円方向から大きく外れた方向から到来している散乱波とおぼしきピークも多数観測された。FKパワースペクトルのスローネスおよび入射方向に対する依存性の時間変化を最大値で規格化した結果を図3に示す。震源時から30,000s程度までは、地球を大円経路に沿って到達してくる基本モードの直達波が顕著に表れ、その間に到来方向の大きく異なる散乱波や、

位相速度の速い高次モードが検出されている。だが、30,000s を超えるところから、(a)を見ると、経過時間前半で卓越していた速度 4 km/s 前後の基本モードがほとんど見られなくなり、その代わりにより位相速度の速い高次モードが卓越する。また(b)からは、到来方向の分布が経過時間前半に比べてランダムさを増していることがわかる。これらのことから、経過時間の後半部分では、速度分散の効果に加えて、散乱を繰り返して地球全体に様に広がった高次モードが支配的であることが示唆される。一般に高次モードは基本モードに比べてより深いところの構造に敏感であるために、内部減衰が小さいと考えられるので、基本モードが減衰した後も十分な大きさのエネルギーが残ると考えられる。

等方一次散乱モデルへの適用と改良

前節の結果を受けて、レイリー波の基本モードの一次等方散乱のエネルギー密度と、全地球に拡散した低減衰の高次モードのエネルギー密度の重ねあわせでエンベロープを合成する。

一次等方散乱モデルでは、エネルギー密度 E は、直達波 E^0 と一次散乱波 E^1 に分解することができ、それぞれ

$$E^0(\Delta_0, \phi_0, t) = \frac{W\Phi(\phi_0)}{2\pi R^2 |\sin \Delta_0|} \sum_{n=0}^{\infty} \left[\delta_{2\pi} \left(\frac{Vt}{R} - \Delta_0 \right) + \delta_{2\pi} \left(\frac{Vt}{R} + \Delta_0 \right) \right] \exp[-(g_0 + g_i)Vt], \quad (4)$$

$$E^1(\Delta_0, \phi_0, t) = \int_0^{2\pi} R d\phi' \int_0^{\infty} R |\sin \theta'| d\theta' \int_{-\infty}^{\infty} dt' \frac{\exp[-(g_0 + g_i)V(t-t')]}{2\pi VR |\sin \Delta_0|} \delta \left(t - \frac{R\Delta_0}{V} - t' \right) g_0 E^0(\theta', \phi', t')$$

という方程式で記述される (Sato and Nohechi, 2001)。ここで、 R は地球半径、 Δ_0 、 ϕ_0 は震央距離角および方位角、 V は Rayleigh 波群速度、 W は震源から輻射される全エネルギー、 $\Phi(\phi_0)$ は震源からのエネルギーの輻射特性、 $\delta_{2\pi}$ は 2π の周期性を持つ Dirac のデルタ関数、 g_0 および g_i は散乱係数と内部減衰定数である。全エネルギー、散乱係数および内部減衰係数は Sato and Nishino (2002) に従い、全世界の IRIS の 12 観測点を用いて調べられた値、 $W = 9.46 \times 10^{15} \text{ nm}^2 \text{ s}^{-2} \text{ km}^2$ 、 $g_0 = 2 \times 10^{-6} \text{ km}^{-1}$ 、 $g_i = 1.14 \times 10^{-4} \text{ km}^{-1}$ を用いた。また、直達波 E^0 のエンベロープ計算時には、群速度が 3.6 ~ 3.67 km/s の値をとるものとして、群速度分散による波群の広がりを考慮した。震源時からの経過時間が 20,000s 程度まではこのモデルで十分によくエンベロープの特徴が説明できる。

高次モードのエネルギー密度は、速度分散と散乱によって全球に様に分布するもの仮定し、

$$E^{ov} = \frac{W^{ov}}{4\pi R^2} e^{-Q_i^{ov-1} \omega t} \quad (5)$$

と表現する。全エネルギー密度は(4)式と(5)式の重ねあわせで表現される。高次モードの内部減衰定数 Q_i^{ov-1} と輻射エネルギー W^{ov} は、FK 解析から高次モードが支配的であると判断できる経過時間 35,000s ~ 60,000s の間で最小自乗法を用いて求める。データには IRIS の STS-1 地震計による記録のうち、振幅が 60,000s までノイズに埋もれない観測点 21 点の波形にアレイ解析と同様なフィルタ処理を施したのち、1,000s のタイムウィンドウで平滑化した MS エンベロープを作成して用いた。その結果、 $Q_i^{ov-1} = (2.533 \pm 0.009) \times 10^{-3}$ および $W^{ov} = 6.858 \times 10^{12} \text{ nm}^2 \text{ s}^{-2} \text{ km}^2$ と推定された。最適パラメータによる AFI 観測点での合成エンベロープを図 5 に示す。基本モード、高次モードのエネルギーの大小が逆転する時間もアレイ解析の結果とよく一致しており、上下動成分記録がノイズレベルに至るまでの長時間のエンベロープ形状の特徴をモードの重ねあわせで説明することができた。

参考文献

Lacoss, R. T., E. J. Kelly, and M. N. Toksöz, Estimation of seismic noise structure using arrays, *Geophysics*, **34**, 21-38, 1969.
 Sato, H., and M. Nohechi, Envelope formation of long-period Rayleigh waves in vertical component seismograms: Single isotropic scattering model, *J. Geophys. Res.*, **106**, 6589-6594, 2001.
 Sato, H., and M. Nishino, Multiple isotropic-scattering model on the spherical Earth for the synthesis of Rayleigh-wave envelopes, submitted to *J. Geophys. Res.*, 2002.

謝辞

本研究では、防災科学技術研究所の FREESIA、及び IRIS Consortium の広帯域地震計データを使わせていただきました。記して感謝します。

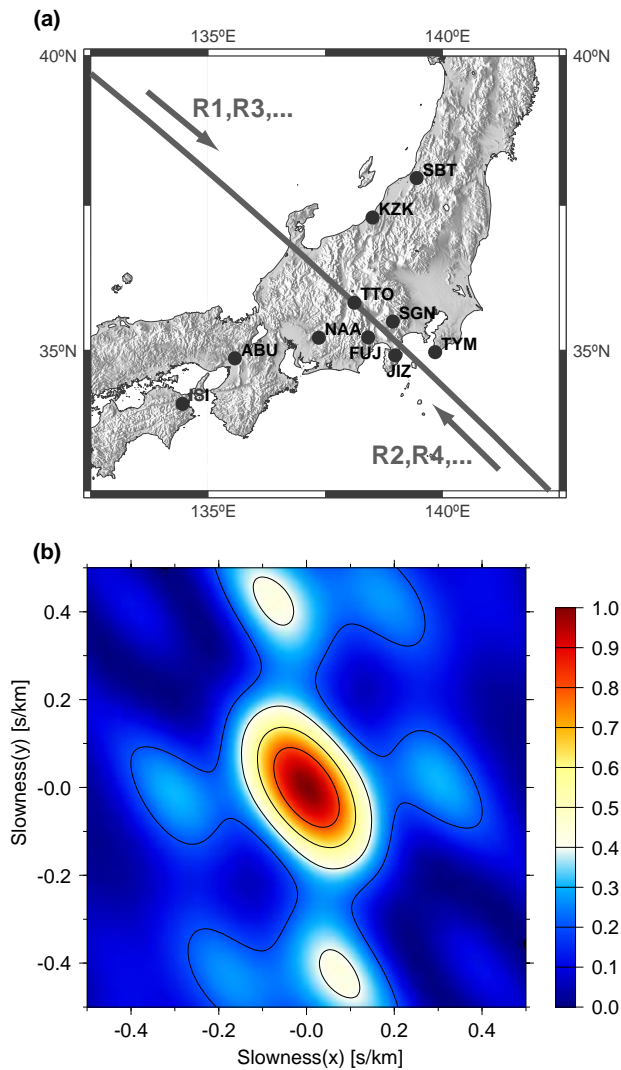


図 1 (a) FREESIA, STS-1 型地震計を用いた広帯域中部本州アレイ観測点分布。灰線は震源と観測点 TTO を結ぶ大円経路。(b) スローネス空間におけるアレイレスポンス関数。

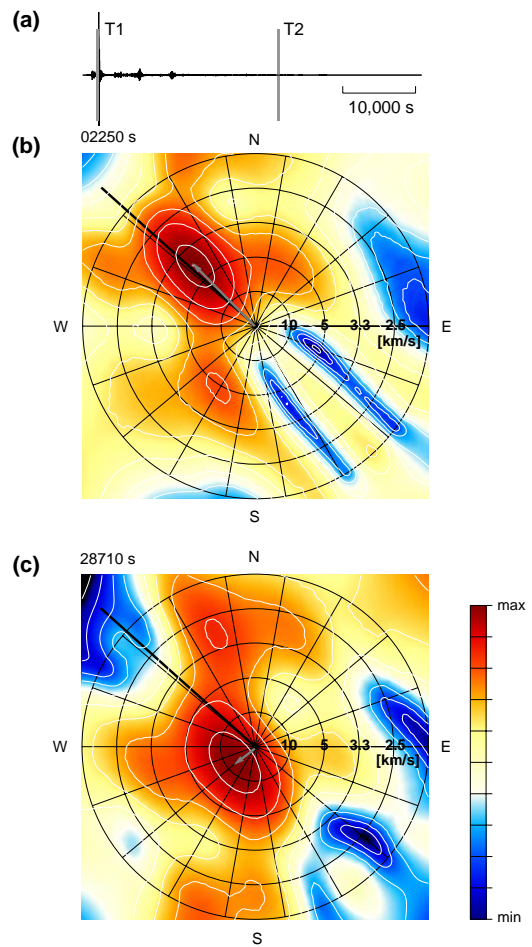


図 2 トルコ・コジャエリ地震の中部本州アレイでの FK 解析結果の一例。(a) TTO での上下動速度波形(周期: 90s ~ 180s)。T1, T2 (灰線) は FK 解析のタイムウィンドウ(それぞれ 360s)。(b) T1 (直達 R1 に対応する走時)における FK パワースペクトル。(c) T2 での FK パワースペクトル。位相速度の速い高次モードの散乱波が検出されている。(b), (c) とともにそれぞれのタイムウィンドウにおけるパワースペクトルの対数の最大と最小をカラースケールを用いて表示する(右に色指標を示す)。図内の数字は対応する速度[km/s]、黒太線は大円経路方向、灰矢印はそれぞれのタイムウィンドウでの最大値を示す。

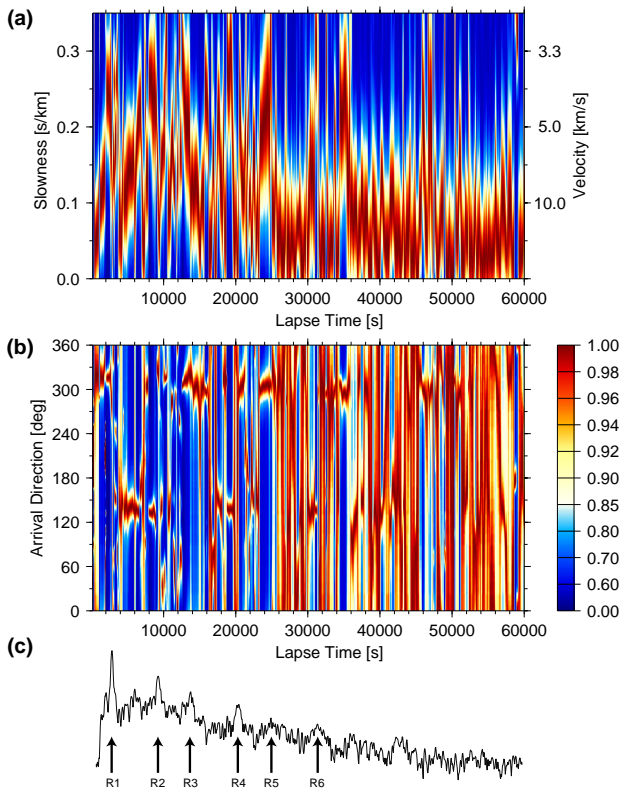


図3 (a) 中部本州アレイでのFK パワースペクトルを最大にするスローネスの時間変化 (360s 毎). (b) FK パワースペクトルを最大にする到来方向の時間変化. 劣弧, 優弧はそれぞれ 310 度, 130 度の方角に対応する. (c) a, b に対応するエンベロープ. パワースペクトルの値はそれぞれのタイムウィンドウでの最大値で規格化されている. 30,000s 以降では入射方向がランダムになり, かつ位相速度が早いモードが卓越している.

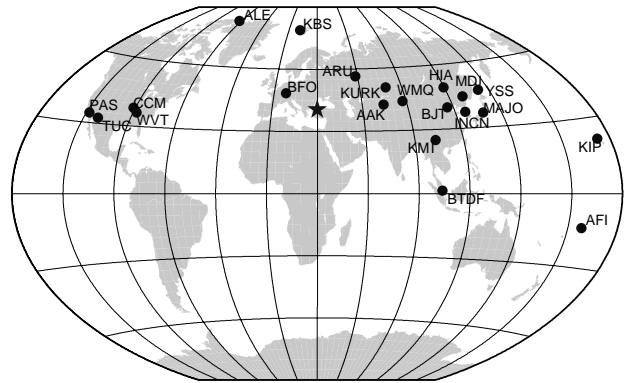


図4 減衰係数推定に利用した IRIS 観測点分布. * : 震源 (1999 年トルコ・コジャエリ地震), ● : 観測点.

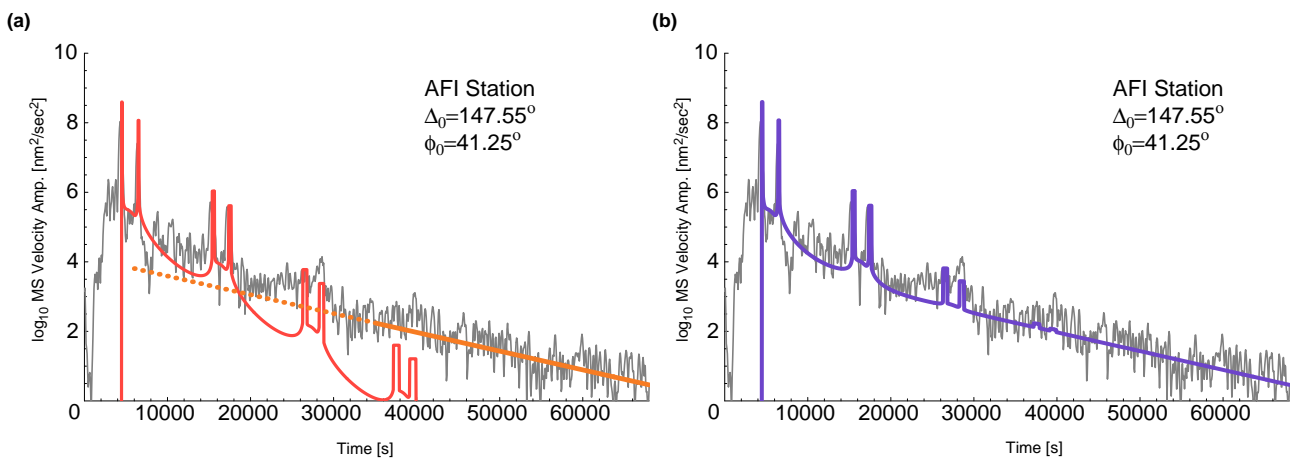


図5 (a) 観測点 AFI におけるトルコ・コジャエリ地震の MS エンベロープと一次等方散乱および高次モードの拡散による各エンベロープの時間変化の比較. MS エンベロープは 256s の時間窓で平滑化している. (b) 一次等方散乱および高次モードの拡散を合成したものと AFI での MS エンベロープとの比較. 減衰の強さの異なるふたつのモードの重ねあわせとしてエンベロープ全体がよく説明できる.