

# 大気励起常時自由振動

西田 究<sup>1</sup>, 小林 直樹<sup>2</sup>

## 1. 地球自由振動

巨大な地震が起こった場合、表面波が励起され地球を何周もし、数日もの間データが記録される。この様に長時間のデータが得られた場合、表面波を自由振動の重ね合わせとして解析できる。地球は第一近似として球対称の弾性球で近似できるので、自由振動のモードはレーリ波に対応する伸び縮みモードとラブ波に対応する捻れモードに分離できる。これら自由振動の固有振動数は内部構造によって決定され、その周期は約2分から54分である。つまり観測された時系列の周波数スペクトルをとると、自由振動の固有周期に対応する数多くのピークを同定できるはずである。各モードに対応するピークは、1960年に起きた今世紀最大の地震であるチリ地震の解析で初めて同定された。その後、数多くの地震を解析した結果、多くのモードが同定された。同定されたモードの固有振動数を調べる事により、地球の1次元球対称モデルが推定された[1]。

自由振動の解析による惑星内部構造の推定は、原理的には地球以外の惑星についても応用できるはずである。しかし最近まで観測可能な自由振動を励起できるのは大きな地震のみであると考えられてきたため、テクトニックに活発でない惑星（すなわち地球以外の惑星のほとんど全て）に対してはこの手法は使えないと考えられて来た。

しかし近年、非地震起源の自由振動の観測が報

告された。ピナツボ火山の噴火により励起された自由振動がその一例である。この現象は固体地球と大気のカップリングを考慮に入れなくてはならない点でも重要である[3]。さらに地震や火山の噴火といった過渡的現象以外によって励起される可能性もある。小林は大気擾乱が観測可能な自由振動を励起し得る事を理論的に見積もった[6]。最近この見積りと調和的な結果が報告されている[4][5][6]。もし大気が実際に地球自由振動を励起しているのならば他の大気を持つ惑星にも自由振動が生じている可能性があり、その観測・解析による惑星内部構造の推定が現実味を帯びて来る。

本論文では観測された常時自由振動の統計的性質を手がかりに、励起源の性質が大気励起理論と調和的かを調べていく。励起源の特徴による大気励起理論の検証は他の惑星における地震学を考える上でも重要である。

## 2. 解析

### 2.1 解析に用いたデータおよび常時自由振動の同定

常時自由振動の検出のために長時間にわたる地震計記録の解析をおこなう。解析には比較的ノイズレベルの低いIRIS (Incorporated Research Institutions for Seismology) の14観測点(図1)について1992, 1993年の連続データ(10秒サンプリング)を用いた。水平成分は気圧変動の影響を受けやすくノイズレベルが高いために鉛直成分のみ解

<sup>1</sup> 東京大学地震研究所

<sup>2</sup> 東京工業大学地球惑星科学科

析した。そして各観測点ごとに、2年間の時系列データから1/2日の時系列データを1/4日ずらしながら約2500個切り出した。切り出した時系列毎に、Welchテーパーを用いパワースペクトル密度を求めた。

切り出した時系列の大部分は地震や局所的ノイズの影響を受けている。ここではまず地震の影響について考える。地震の中で自由振動帯域において明らかな信号として問題になるのはモーメントが $10^{16}$ [Nm]以上の場合のみである。この条件を満たす地震は Harvard のグループによりカタログ[7]としてまとめられている。このカタログから地震の影響を受けている期間を見積もる事ができ、その影響を受けている時系列データを直接取り除く事が可能である。一方局所的なノイズは様々な要因によるため、個々の現象の原因を突き止めその影響を取り除く事はできない。そのため各時系列ごとに求めたパワースペクトルがある閾値より大きい場合、局所的なノイズが大きいと見なし解析に用いるデータから除外した。ここで閾値は、静穏

期のノイズレベルが観測条件の良い場所では地球上何処でも $10^{-18}$ [ $m^2/s^3$ ]程度である[2]事から決定した。以上の過程により静穏期のデータを取り出す事ができる。取り出した静穏期のデータは全データの10%程度である。

選択したスペクトルを時間方向に積み重ねて並べると、微弱だが伸び縮み基本モード（半径方向に節のないモード）に対応した縦筋が見られる。図2 (a) は、その一例であるSUR（南アフリカ）のデータである。またスペクトルのアンサンブル平均をとると、伸び縮み基本モードに対応するパワースペクトルのピークをはっきりと確認できる（図2 (b)）。この結果から大きな地震の影響のない期間でも自由振動が励起されている事が分かる。同様に14観測点すべてにおいて伸び縮み基本モードを同定できる。アンサンブル平均をとったスペクトルに対しスペクトルモデルを適応し各モードごとの励起振幅を見積もると、どの観測点においても0.5nano gal ( $10^{-11}$ [ $m/s^2$ ])程度となる（図3）。観測されたパワースペクトル値は2mHzから7mHzにかけて、どの観測点においても

## 観測点分布

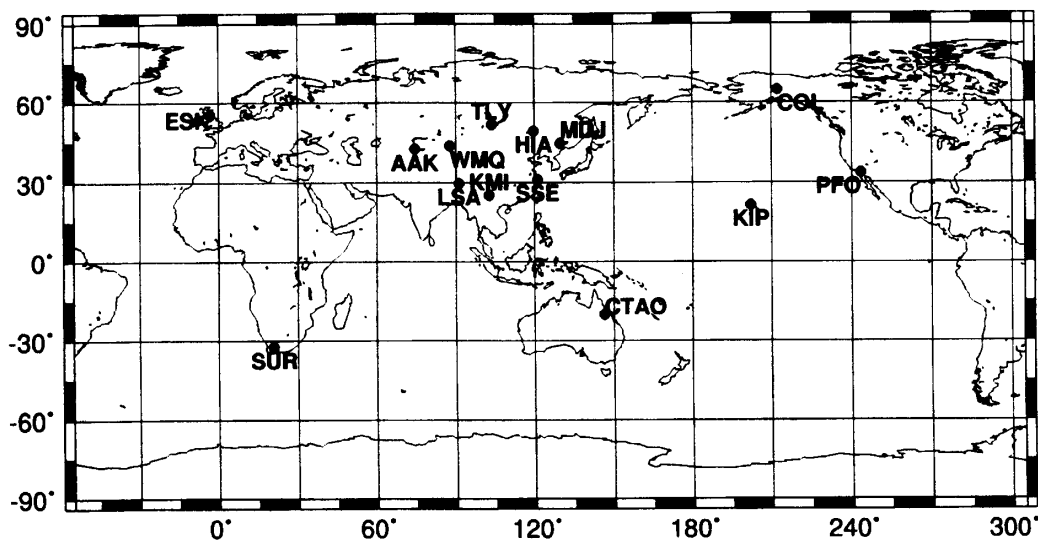


図1 解析に用いた観測点の分布。

周波数依存性が弱い。グローバルにスペクトルの特徴が似ている事は現象が局所的なものではないことを示している。

## 2.2 励起の統計的性質

大きな地震が起きていない期間、自由振動が励起されている事は確認できたが、励起源に関してはほとんど情報が得られていない。本節ではまず励起が過渡的な現象ではなく定常的にゆらいでいる事を示す。続いてモード間の相関に注目する。

### 2.2.1 常時励起の振幅とその揺らぎ

切り出した各時系列において自由振動が励起されているか見積もるために、個々の伸び縮み基本モードの正味の励起振幅を見積もる。以下*i*番目のモードとは伸び縮み基本モードを表す球面調和関

数の次数を示す。

始めに便宜上パワースペクトラムを周波数  $f-df/2$  から  $f+df/2$  まで積分した値を  $P(f, df)$  と定義する。そして、 $P$  を用い  $s_i$  を  $P(f_i, f_i/2Q_i)$  と、 $n_i$  を

$$\left\{ P\left(\frac{f_i+f_{i-1}}{2}, \frac{f_i}{2Q_i}\right) + P\left(\frac{f_i+f_{i+1}}{2}, \frac{f_i}{2Q_i}\right) \right\} / 2$$

と定義する。ここで  $f_i$ ,  $Q_i$  はそれぞれ  $i$  番目の伸び縮み基本モードの固有周波数と  $Q$  値である。  $s_i$  は自由振動の平均自乗振幅とバックグラウンドノイズの平均自乗振幅の和で表現できるとする。  $n_i$  でバックグラウンドノイズの平均自乗振幅を見積もると、 $i$  番目の伸び縮み基本モードの正味の励起振幅は  $s_i - n_i$  と見積もられる。この値を  $a_i$  と定義する。ノイズがシグナルと同程度の大きさを持つため各時刻の

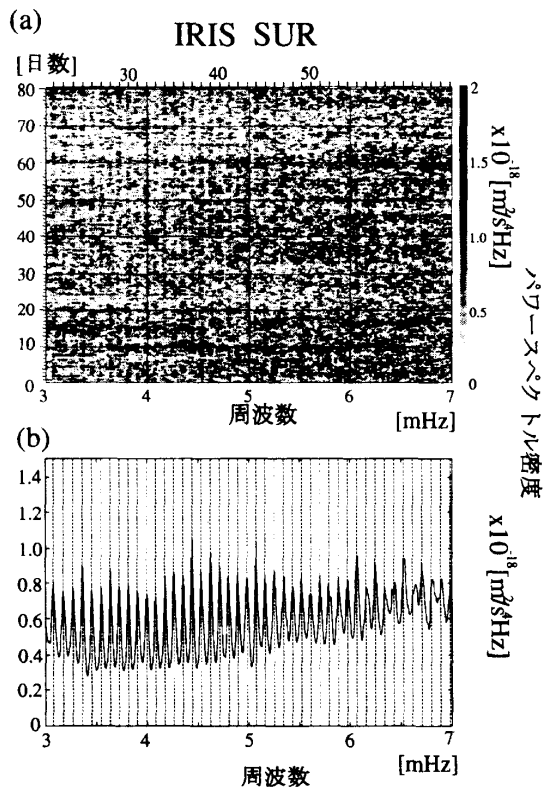


図2 (a) SUR (南アフリカ) における静穏期間を詰めて表示したスペクトログラム。図上の数字は伸び縮み基本モードを表す球面調和関数の次数を示す。

(b) SUR (南アフリカ) における静穏期パワースペクトラムのアンサンブル平均。

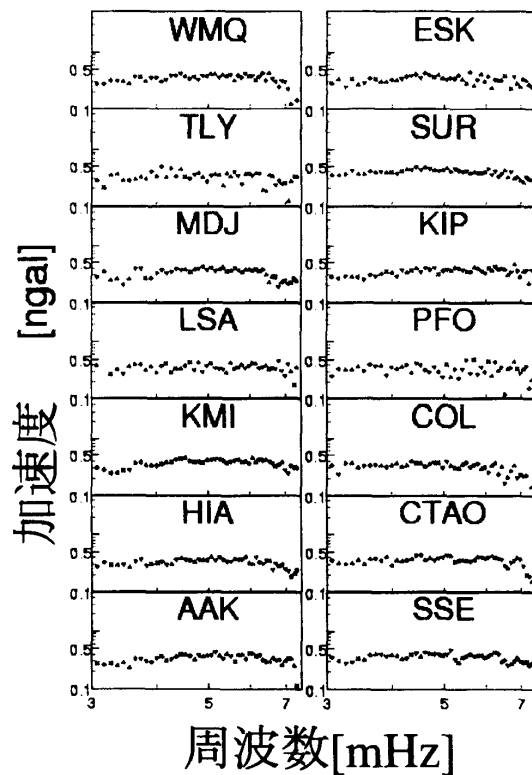


図3 スペクトルモデルを観測されたパワースペクトルのアンサンブル平均に当てはめ見積もった、各観測点における各モードの励起振幅。

個々のモードの振幅を議論することは難しい。そこで各時刻において  $\sum_{i=25}^{55} a_i$  と和をとり注目している周波数帯域に含まれる自由振動が総体として常時励起されているか判断する。実際に計算するとこの和は常に正である[8]。この結果は自由振動が常に励起されている事を示している。

励起振幅の揺らぎは静穏期のパワースペクトルの各モード毎の振幅分布の標準偏差を計算し見積もれる[8]。モードのピークでの標準偏差 ( $a_i$  の標準偏差) はモードとモードの谷間の標準偏差 ( $n_i$  の

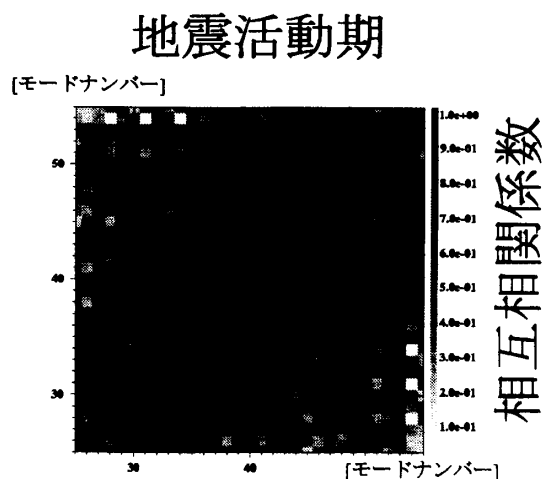
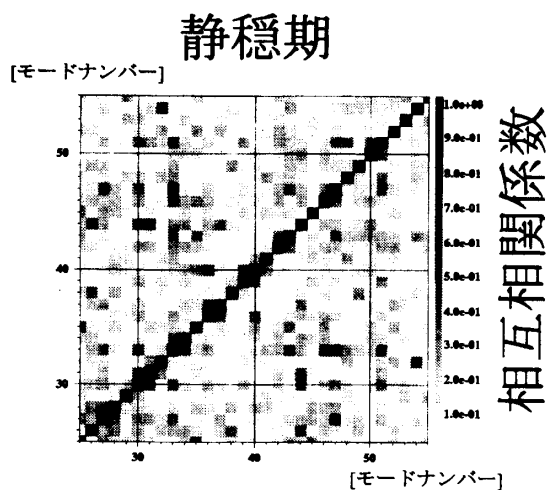


図4 (a) 静穏期におけるモード間の相関係数の絶対値。(b) モーメントが $1E16$ [Nm]以上の地震が起きている期間におけるモード間の相関係数の絶対値。これらの地震のモードの時定数(12時間)当たりの頻度は平均して、1回以下である。

標準偏差) より優位に大きくその値はアンサンブル平均程度である。この結果、常時自由振動の励起振幅は平均自乗振幅程度の大きさを揺らいでいる事が分かった。

### 2.2.2 モード間の相関

励起の統計的性質を基に、今回観測された自由振動は過渡的な現象ではなく定常的に揺らいでいる現象である事が分かった。ここでは定常的に揺らいでいる現象に対し励起源の描像を得るためにモード間の励起振幅の相関を調べた。

ここで時刻  $t$  に始まる時系列の  $i$  番目のモードの振幅を  $a_i(t)$  ( $=s_i \cdot n_i$ ) とする。モード間の相関を見るため  $a_i(t)$  と  $a_j(t)$  の相互相関係数を計算した。図4 (a) はSURにおいて常時自由振動が観測された期間におけるモード間の相互相関係数を表している。相互相関係数は3mHzから6mHzにかけて対角成分以外では有意な大きさの値をとらず、すべての組合せに対して平均 $10^{-2}$ 程度と十分に小さい事が分かった[8]。実際にはモード間に相関があるにも関わらず、ノイズが大いため相関を小さく見積もった可能性もある。しかし解析的な見積りや数値計算によって、モード間の相関が実際に十分に小さいと確認した。以上の結果、各モードは隣り合うモード間ですら無相関に励起されていることが分かった。

## 3. 議論

解析の結果3mHzから7mHzにかけて定常的に励起されている自由振動が同定された。励起振幅は $0.5 \text{ngal}$ 程度で周波数依存性は弱い。また励起振幅の標準偏差は平均振幅程度であり、モード間の相互相関係数は十分に小さい。つまり各モードは独立に揺らいでいる事が分かった。以上の結果に基づき励起メカニズムについて議論していく。

### 3.1 励起源の統計的特徴

本研究ではモードが互いに独立に揺らいでいる事が分かった。このようなランダムな現象に対して現実的には、励起源を決定論的に決められない。そのため励起の統計的性質をを手がかりに、励起源の統計的特徴を考えていく。

本研究ではモード間の相関が小さい事が明らかになった。モード間の相関を支配する量として、励起源の空間的広がりモード時定数（12時間程度）当たりの励起の頻度が考えられる。例えば地震は励起源の空間的広がりが小さく、モードの時定数当たりの頻度が少ない。そのためにモード間に相関が出てしまう（図4（b））。サイレントアースクエイク[9]などの、通常地震とは異なる過渡的現象に対しても同様の事がいえる。隣合うモードですら相関がないという観測事実を説明するためには、励起の広がりが $2\pi/\Delta k$ でなくてはならない。ここで $\Delta k$ は隣合うモードの波数の差である。ここでは $\Delta k = 1$ ということであるから、言い替えると励起源の広がり全球的でなくてはならない事が分かる。さらにモードの時定数（12時間）当たり十分に頻度で励起が起きなくてはならない。

前章で自由振動は定常的に励起されている事が分かった。また伸び縮み基本モード（半径方向に節のないモード）のみ励起されているので、地表付近に励起源が分布してなくてはならない。これらの結果から、励起源は持続的かつ地表付近に様に全球的に分布する擾乱でなくてはならないと結論付けられる。

### 3.2 地震起源の可能性

常時自由振動が地表付近の数多くの微小地震により励起されている可能性も考えられる。地震の頻度分布はグーテンベルグーリヒター則と呼ばれる冪乗則に従う。この法則は地震によるエネルギーの開放は最大地震が支配する事を示している。

本研究ではカタログを用い巨大な地震の影響を取り除いている。そして小さいながらも観測されたレベルの自由振動を励起するためには、全地震によるモーメント開放率に相当する $10^{10}$ [Nm/day]という莫大なモーメントが解放されなくてはならない。このような莫大なモーメントの開放は、通常微小地震の集団による励起によってまかなえない[6]。したがってこの現象は地震では到底説明がつかないものである。

### 3.3 大気励起理論

大気擾乱によって励起される自由振動の励起振幅を見積もるためには、まず大気擾乱がどのような現象か把握しなくてはならない。しかし地震帯域における気圧変動等のグローバルな気象観測データは得られていない。そのため次元解析により大気擾乱の種々のパラメータをみつめる[6]。次元解析の結果、周波数 $f$ [Hz]よりスケールの小さい大気擾乱 $\delta p$ [Pa]は $\delta p = p_0 f / f_0$  ( $p_0 = 17$ [Pa],  $f_0 = 4.4 \times 10^{-4}$ [Hz]) と書ける。 $k$ の圧力擾乱の周波数依存性と絶対値は何点かの観測値を良く説明する。大気擾乱の空間的構造は分からないので、相関距離がスケールハイト $H$ [km]と仮定する。つまり波長が $H$ より短いモードは励起されにくいと考える。また $H$ より長いスケールで見れば大気擾乱は空間的にランダムであるとする。つまりランダムな圧力擾乱のする仕事は $H$ 以上の波長のモードに等分配しているので、一つのモードに対し圧力擾乱のする仕事を $4\pi R^2 \delta p / L$ で評価する。ここで $L = 2\pi R / H$ で、 $R$ は地球の半径である。

以上のように評価した大気擾乱が固体地球にした仕事と、運動エネルギーの単位時間当たりの減衰とが釣りあっているとして励起振幅を見積もる。その結果、励起振幅は2nano gal程度で周波数依存性が弱いと見積もられる。以上のことから、大気擾乱が自由振動を励起しているとする、励起振

幅の周波数依存性、励起振幅および励起の統計的特徴いずれをも調和的に説明できる。

2485, 1990

## 4. 展望 —大気励起理論による預言—

大気擾乱が地球の自由振動を励起しているのなら、テクトニックに活発でない惑星に対しても地震学の手法を使える可能性がある。Kobayashi and Nishida[6]は地球に対して行なった見積りを金星、火星に対して行なった。その結果nano gal 程度の振幅が期待される事を示した。つまりテクトニックに活発でない惑星に広帯域地震計を持っていく事により、地震学の手法を用いて内部構造を推定できる可能性が出てきた。今後の惑星探査において広帯域地震観測は実現すべき課題であり、その観測結果は惑星科学の発展に於いて重要な役割を担うであろう。

## 参考文献

- [1] Dziewonski A. M. and Anderson D. L., *Phy. Earth Planet. Inter.* 25, 297, 1981
- [2] J. Peterson, U.S.G.S. Open-file Report, 93-322,1,1993
- [3] H. Kanamori and J. Mori, *Geophys. Res. Lett.*, 19, 721, 1992
- [4] Nawa K. et al., *Earth Planet. Space*, 50, 3, 1998
- [5] Suda N. et al., *Science*, 279, 2089, 1998
- [6] Kobayashi N. and Nishida K., *Nature*, 395, 357, 1998
- [7] Dziewonski A. M. and Woodhouse J. H., *J. Geophys. Res.*, 88, 3247, 1983
- [8] Nishida K. and Kobayashi N., *J. Geophys. Res.*, submitted
- [9] G. Beroza and T. Jordan, *J. Geophys. Res.*, 95,