

トンガ大規模火山噴火に伴う気圧変動とそれによる津波発生メカニズムについて

泉宮 尊司^{1), 2)}

1. 緒言

2022 年 1 月 15 日 13 時 (JST) 頃, トンガ諸島付近のフンガ・トンガ-フンガ・ハアパイ火山で大規模な噴火が発生し, それによる急激的な気圧変化により太平洋沿岸に潮位変化が観測された^{1), 2), 3)}. この潮位変化は, トンガから伝播して来る津波よりも日本列島で 2 時間以上も速く, しかも水位上昇量が 1m 以上となる観測地点 (奄美小湊: 1.2m)^{1), 2)} もあり, 気象庁は 1 月 15 日 0 時 15 分に津波警報および津波注意報を太平洋沿岸に発表した. トンガにより近いサイパンやグアムでは津波の高さが 0.1m から 0.3m 程度と小さく, 日本列島沿岸においても, その程度の水位変動が生じるものと予想された. しかしながら, 予想とは異なり日本列島への津波の伝播時間が 2 時間以上も速く, しかも 1m を超える水位変動が観測された.

著者は, 1 月 15 日当日の夜に Web ニュースで, トンガにおいて大規模な火山噴火があったことを知り, 海面変動に異常がないかどうかを, 数時間おきに験潮所のデータをチェックしていた. 16 日の午前 0 時過ぎに, 父島および奄美の順に潮位データを閲覧していたところ, 奄美小湊で 1.2m の水位変動が観測されているのを知り, 驚嘆すると同時に, これは Meteo-tsunami と類似したメカニズムで津波が発生していると直感した. 本研究報告は, 津波の発生原因を科学的に明らかにするために, 気圧および水位データを収集・解析して, 考察を行い取りまとめたものである.

火山噴火に伴う津波の発生に関しては, 1883 年インドネシアのクラカタウ島の火山

噴火が挙げられる^{4), 5)}. 当時は, 気圧や潮位データの数が極めて少なく, 大気の特性和津波発生機構の理解が十分ではなかったもので, やや定性的ではあるが, 英国王立協会により Simons (1888)⁴⁾ が編集者として調査結果を取りまとめている. また, 日本列島においても, クラカタウ火山噴火に伴う津波に関して, 大森 (1907)⁶⁾ や今村 (1934, 1945)^{7), 8)} により, やや定性的ではあるが, 記録が残されている.

大気中の波動に関する理論的な取り扱い, Lamb (1932)⁹⁾ によって圧縮性流体の波動の記述がなされており, これが初期の段階のものと思われる. その後, 火山爆発や核爆弾等による気圧波の伝播特性を明らかにするために, Pেকেles¹⁰⁾, Yamamoto¹¹⁾, Press and Harkrider^{10), 12)} により理論的な研究が行われるようになり, 大気には波動としての音波だけでなく, 圧縮性と重力の影響の下で伝播する大気重力波や境界波である Lamb 波, および外部重力波の存在とそれらの性質が数多くの観測データから明らかにされてきた (三雲, 2012¹³⁾).

そこで本研究では, 今次のトンガの火山噴火に伴う微気圧変動と海面変動の概要を示すと共に, 大気中の Lamb 波, 音波および大気重力波の分散特性や地表と熱圏の間の音波共鳴周期について記述する. また, NOAA の DART ブイによる太平洋上の海面変動とそのエネルギーおよびエネルギー流束と伝播距離との関係を明らかにする. さらに, 不規則な波形の振幅の変化を明確にして, その増幅特性を詳しく調べるために, 水位変動のヒルベルト変換を用いて, 包絡関数を算定し, 増幅波の平均伝播速度を算定して, どのような波速成分と共鳴が生じているのかを明らかにする. また, 微気圧変動に関しては, 非定常過程にも適用できる時系列モデルを用いて, ト

¹⁾ Coastal Techno-Solutions

²⁾ 新潟大学名誉教授

レンド成分, AR 成分および Gauss 性ノイズ成分に分離し, そのうちの AR 成分から大気重力波を抽出して, その伝播速度を算定し, 共鳴時間による海面変動の振幅変化を推定する。

2. 火山噴火に伴う微気圧変動と海面変動の概要

(1) 火山噴火による微気圧変動

2022 年 1 月 15 日 13 時 (JST) 頃に, トンガ諸島のフンガ・トンガ-フンガ・ハイパイ火山で大規模な噴火が発生し, その噴煙は少なくとも 16,000m に達したことが報告されている³⁾。噴火に伴う気圧変動は, 気象衛星「ひまわり」で可視化できるほど大きなものであった³⁾。NASA の Langley 研究センターによる GEOS17 号とひまわり 8 号のデータを用いた詳しい調査¹⁴⁾によると, 噴火の最大高さは, 58km にも達したことが報告されている。この高さは, 1991 年の Pinatubo 火山の 35km の高さを遥かに凌ぐものであり, 今次のトンガの大規模噴火は中間圏にまで達している。

噴火に伴う気圧変化は, 世界各地で観測され^{15),16),17)}, 火山から約 8,000km 離れた日本においても, 図-1 に示すように, 2hPa の気圧の変化が観測されている (日本気象協会¹⁸⁾)。この図の最初に現れる三角形に近い波形をし

ているのは, Lamb 波と呼ばれる波動成分で, その伝播速度は音速と同じで, 日本付近では約 300m/s である。この Lamb 波は, 水平方向には音波的な性質を示し, 鉛直方向には, その速度成分が $w = 0$ であるために, 静水圧的な性質を有し¹⁵⁾, 地表での運動学的境界条件を満たすため, 境界波の一種である。Lamb 波と同時あるいは後方に続いているややギザギザした成分は, 3 次的に伝播する音波成分である。この音波成分は, 温度の逆転層がある成層圏上部および熱圏で反射しながら, 様々な経路を伝播しながら遅れて到達するために, 伝播距離によっては数時間も続くこともある。この音波成分は, 周期が約 5 min 以下であり, 比較的周期が短く変動が激しいように見える。

音波の後に現れるのが, 大気重力波 (atmospheric gravity wave) と呼ばれる成分で, 大気の圧縮性と重力の影響下で伝播し, その周期は約 6 min 以上の波動成分である。この重力波と音波を合わせて, 重力音波 (acoustic-gravity wave) と呼ばれることがある^{12),19)}。

観測された気圧波は, 気圧と水位変化との静的な関係から, 2cm 程度の水位変化にしかならないが, 何らかの共鳴, たとえば Proud man 共鳴や Greenspan 共鳴が発生したり, 気圧変化による湾水振動の共鳴等が生じると, 静的な関係の数倍から数 10 倍もの水位変化が生じる可能性がある。

(2) 微気圧変動に伴う海面変動

太平洋には, NOAA による津波監視システムである DART ブイが 64 局配置されており²⁰⁾, 太平洋沿岸に津波が襲来する前に水位変化がリアルタイムで記録されている。また, 我が国の沿岸には, 2011 年の東北地方太平洋沖地震津波以降, 広範囲に地震および津波を検知して, 被害を軽減しようとする目的で, S-net および DONET が整備されている²¹⁾。また, 沿岸には験潮所が数多く設置されている。

ここでは, まず沖合の津波の発生状況を把握するために, NOAA の DART ブイデータ

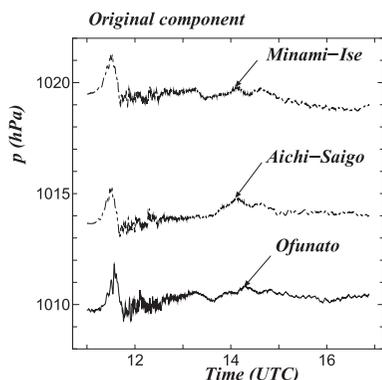


図-1 岩手県大船渡, 愛知県西郷, および三重県南伊勢における気圧変化

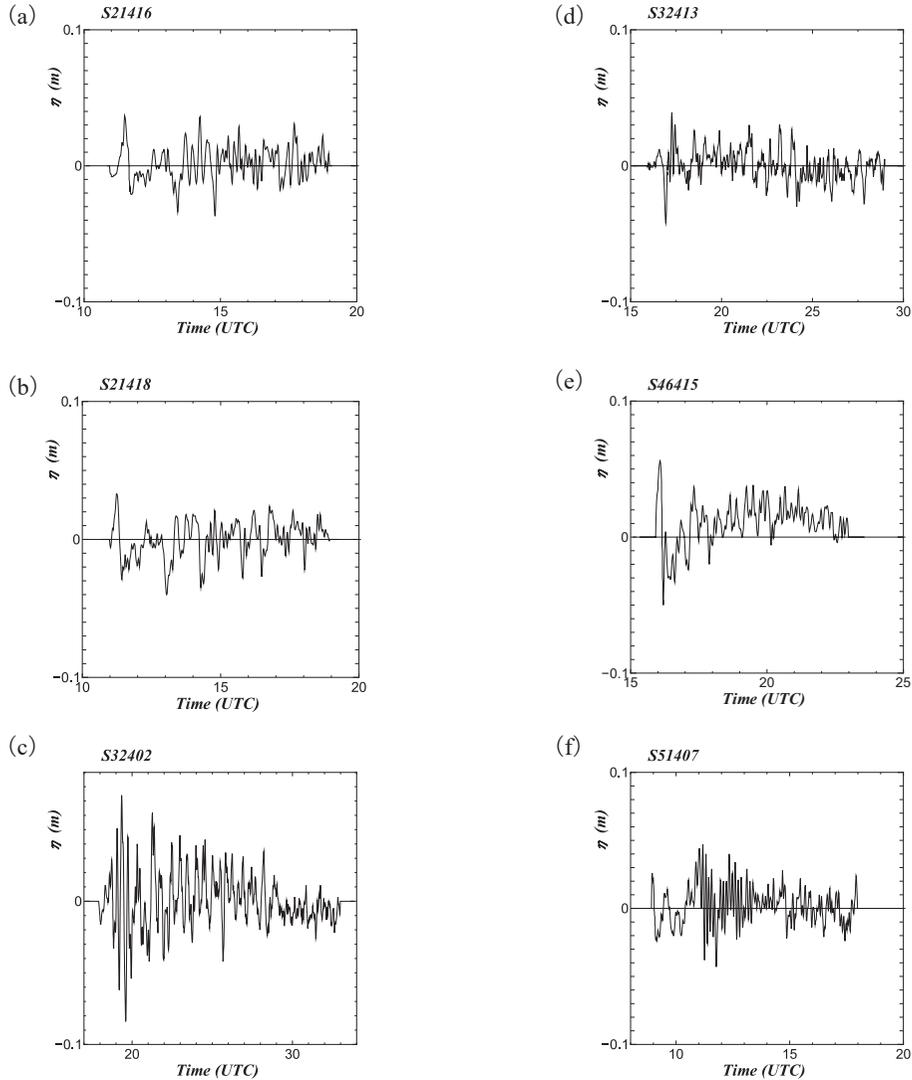


図-2 DART データによる水位変化 (S の後の番号は, NOAA の地点番号, 横軸は世界標準時 (UTC))

を収集して, 水位変化を図化した。図-2は, 各観測地点の水位の変化を示したものである。横軸は世界標準時間 (UTC) で示している。地点 S21416 (北千島列島沖合), および S21418 (東北地方沖合) では, Lamb 波に対応する第 1 波の変化がやや大きい, S46415 (カナダ沖合) の第 1 波は, Lamb 波に対応したものではなく, それよりも遅く到達しており, 値も 5cm 以上とやや大きな水位変化となっている。また, これらの図の中では, S32402 (チリ沖合) の水位変化が最も大き

く, 最大で 8cm 以上であり, しかも最も遅い時間 (噴火から 15 時間以上) に到達している。これは表-1 に示すように, この観測地点のトンガ火山までの距離が 10,364.4km と最も大きく, 水深 h も 4,070m (長波の波速約 200m/s) と大洋底ではやや浅いために, 何らかの増幅作用があれば効率的に生じた可能性もあると考えられる。

一方, 日本国内では図-3 に示すように, 火山噴火から約 8 時間で第 1 波が観測されている。これは, トンガからの津波到達予想時

間よりも 2～3 時間以上も早く、大変奇妙な津波であると認識されていた。その後、トンガからの津波到達予想時間頃に、各地で最大波が観測され、1m を超える観測地点が出たために、気象庁は 1 月 16 日午前 0 時 15 分に、津波警報および津波注意報を発令している²⁾。

観測された最大高さは、父島二見で 0.9m、奄美大島小湊で 1.2m、久慈港で 1.0m であった。これらの潮位変動は、トンガ火山により近い、クック諸島ラロトンガの 0.3m、サモ

アアピアの 0.2m の約 3 倍以上であり、地形の効果があるにしても、全く奇妙な津波であると考えられた。しかしながら、トンガ諸島から直接伝播してきた津波でなく、火山噴火による気圧変動によって引き起こされた津波であるとすれば、このような時間差や水位変化を説明できる可能性がある。そのためには、大気中の波動の性質を理解し、Proudman 共鳴や湾水変動と共鳴の有無を詳しく調べる必要がある。

表-1 NOAA の DART データの諸元および Tonga 火山の方位角、長周期長波の周期

Station No.	Latitude deg	Longitude deg	water depth h (m)	Δ (km)	方位角 Φ°	長周期波 T min
21416	48.110N	163.435E	5812	7333.1	157.526	8.119
21418	38.760N	148.650E	5726	7058.5	140.633	8.059
21420	28.891N	135.002E	4858	7231.5	125.736	7.423
32402	26.743M	73.983W	4070	10364.4	251.483	6.794
32413	7.428N	93.480W	4010	8940.7	255.964	6.744
43412	16.001N	106.987W	3071	8272.5	248.887	5.902
46415	52.980N	139.950W	3642	8293.8	215.538	6.427
51407	19.556N	156.538W	4793	4365.8	209.583	7.373
52401	19.283N	155.729E	5593	4957.1	138.301	7.964
52402	11.930N	153.895E	5978	4522.2	130.737	8.234

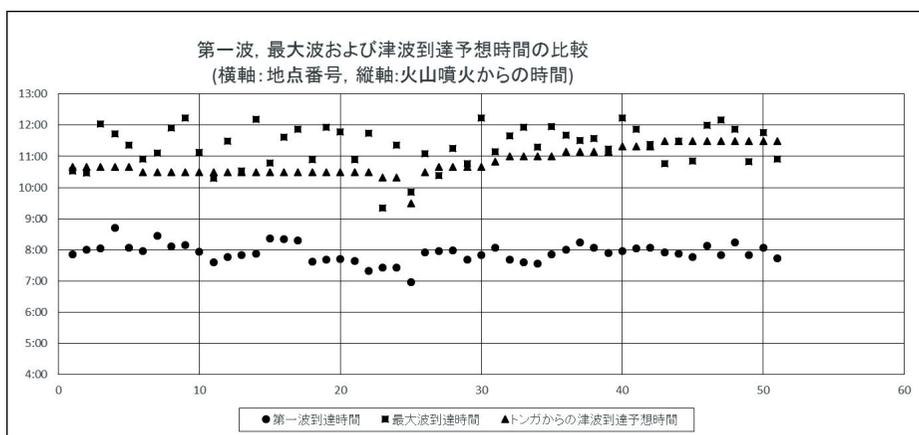


図-3 津波第 1 波、最大波および津波到達予想時間の比較 (横軸: 地点番号, 縦軸: 火山噴火からの時間)

3. 大気中の各種波動

(1) 基礎方程式 (22), (23), (24), (25), (26), (27)

大気中の各種波動を取扱うにあたって、流体は非逸散、および非回転であると仮定する。また、流体は理想気体であるとする。このとき、質量保存則および運動量保存則は、

$$\frac{D\rho}{Dt} = -\rho\nabla\mathbf{v} \quad (1)$$

$$\frac{D\mathbf{v}}{Dt} = -\frac{1}{\rho}\nabla p + \mathbf{g} \quad (2)$$

と表される。ここに、 \mathbf{v} は速度ベクトル $\mathbf{v} = (u, v, w)$ 、 ρ および p は、密度および圧力、 \mathbf{g} は重力加速度ベクトル $\mathbf{g} = (0, 0, -g)$ であり、 D/Dt は Lagrange 微分である。エネルギー保存則は、断熱過程の下ではエントロピー S が保存され、圧力は $p = p(\rho, S)$ と表されるため、その Lagrange 微分を用いて記述すると、

$$\frac{Dp}{Dt} = C_s^2 \frac{D\rho}{Dt} \quad (3)$$

と表される(巽, 1990²²⁾)。ここで C_s は音速で、理想気体では、次式で表される。

$$C_s^2 = \left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_s = \gamma RT, \quad \gamma = \frac{c_p}{c_v} \quad (4)$$

ここに、 γ は比熱比であり、 R は質量当りの気体定数、 c_p および c_v はそれぞれ定圧比熱、定積比熱である。

ここで、流体運動のない ($\mathbf{v}=0$)、基本場における圧力 p_0 および密度 ρ_0 を求める。式(2)の鉛直の運動方程式より、

$$0 = -\frac{\partial p_0}{\partial z} - \rho_0 g \quad (5)$$

が得られ、気体の状態方程式より、

$$p_0 = \rho_0 RT_0 \quad (6)$$

なる関係が成立する。式(5)および(6)より、

$$p_0 = p_s e^{-\frac{gz}{RT_0}} \quad (7)$$

$$\rho_0 = \rho_s e^{-\frac{gz}{RT_0}} \quad (8)$$

$$\rho_s = \frac{p_s}{RT_0} \quad (9)$$

である。上式から分るように、圧力および密度は指数関数的に小さくなることを示している。その減衰の強さは、次のスケールハイト H_s で代表することができる。

$$\frac{1}{H_s} = \frac{g}{RT_0} \quad (10)$$

式(7)および式(8)で表される静的釣り合いから、微小な摂動を考慮して、変数を次式のように記述することにする。

$$\rho = \rho_0 + \rho_1 \quad (11)$$

$$p = p_0 + p_1 \quad (12)$$

$$\mathbf{v} = (u_1, v_1, w_1) \quad (13)$$

上式を式(1)から(3)に代入して整理すると、

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \rho_0 \nabla \mathbf{v}_1 + \frac{\partial \rho_0}{\partial z} w_1 = 0 \quad (14)$$

$$\rho_0 \frac{\partial \mathbf{v}_1}{\partial t} = \nabla p_1 - \rho_1 \mathbf{g} \quad (15)$$

$$\frac{\partial p_1}{\partial t} - \rho_0 g w_1 = C_s^2 \left(\frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \frac{\partial \rho_0}{\partial z} w_1 \right) \quad (16)$$

ここに、 \mathbf{z} は $\mathbf{z} = (0, 0, 1)$ である。式(14)から(16)が線形化された大気変動の基礎式であるが、 ρ_0 を用いて次式のように変数変換を行うと、より綺麗な形で記述することができる。

$$\mathbf{v}^* = (u^*, v^*, w^*) = \sqrt{\rho_0} (u_1, v_1, w_1) \quad (17)$$

$$\rho^* = \frac{1}{\sqrt{\rho_0}} \rho_1 \quad (18)$$

$$p^* = \frac{1}{\sqrt{\rho_0}} p_1 \quad (19)$$

上式を式(14)から(16)に代入すると、

$$\frac{\partial \rho^*}{\partial t} + \nabla \mathbf{v}^* + \frac{1}{2} \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \rho_0}{\partial z} w^* = 0 \quad (20)$$

$$\frac{\partial \mathbf{v}^*}{\partial t} = \nabla p^* - \frac{1}{2} \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \rho_0}{\partial z} \mathbf{z} p^* - \rho^* g \mathbf{z} \quad (21)$$

$$\frac{\partial p^*}{\partial t} - g w^* = C_s^2 \left(\frac{\partial \rho^*}{\partial t} + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \rho_0}{\partial z} w^* \right) \quad (22)$$

を得る。式 (20) から (22) において, $(1/\rho_0)$ $(\partial \rho_0 / \partial z)$ を含む項が 1 箇所にまとめられ, しかもこの項の値が, スケールハイト H_s により,

$$\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \rho_0}{\partial z} = -\frac{g}{RT_0} = -\frac{1}{H_s} \quad (23)$$

と表されるので, その大きさも明確に分るようになっていいる。

ここで, 大気中の波動の存在を想定して, 次のような平面波解を仮定する。

$$\rho^* = \hat{\rho} e^{i(\mathbf{k}\mathbf{x} - \sigma t)} \quad (24)$$

$$p^* = \hat{p} e^{i(\mathbf{k}\mathbf{x} - \sigma t)} \quad (25)$$

$$\mathbf{v}^* = (u^*, v^*, w^*) = \hat{\mathbf{v}} e^{i(\mathbf{k}\mathbf{x} - \sigma t)} \quad (26)$$

上式を式 (20) から (22) に代入して, 振幅関数について整理すると,

$$\begin{bmatrix} -i\sigma, 0, ik_x, ik_y, ik_z - \frac{1}{2H_s} \\ iC_s^2\sigma, -i\sigma, 0, 0, -g + \frac{C_s}{H_s} \\ 0, ik_x, -i\sigma, 0, 0 \\ 0, ik_y, 0, i\sigma, 0 \\ g, ik_z - \frac{1}{2H_s}, 0, 0, -i\sigma \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \hat{\rho} \\ \hat{p} \\ \hat{u} \\ \hat{v} \\ \hat{w} \end{bmatrix} = 0 \quad (27)$$

と記述することができる。上式において, 意味のある振幅関数を得るためには, 係数行列式の値が 0 であることが必要がある。そこでその係数行列式の値を 0 と置くと, 次のような関係式が得られる。

$$\sigma \begin{bmatrix} \sigma^4 - \{C_s^2(|\mathbf{k}|^2 + \mu^2) + N^2\} \sigma^2 \\ + N^2 C_s^2 (k_x^2 + k_y^2) \end{bmatrix} = 0 \quad (28)$$

ここに, 林・竹広²⁷⁾によると,

$$N^2 = -\frac{g}{\rho_0} \left\{ \frac{\partial \rho_0}{\partial z} - \left(\frac{\partial \rho_0}{\partial z} \right)_s \right\} \\ = -\frac{g}{\rho_0} \left\{ \frac{\partial \rho_0}{\partial z} - \left(\frac{\partial \rho_0}{\partial p} \right)_{s_0} \frac{\partial p_0}{\partial z} \right\} \quad (29)$$

$$= \frac{g}{H_s} - \frac{g^2}{C_s^2}$$

$$\mu = -\frac{g}{\rho_0} \left\{ \frac{\partial \rho_0}{\partial z} - \left(\frac{\partial \rho_0}{\partial z} \right)_{s_0} \right\} \\ = -\frac{1}{2H_s} + \frac{g}{C_s^2} \quad (30)$$

である。 N は浮力振動数あるいは Brunt-Vaisala 振動数と呼ばれている。式 (28) において, $\sigma \neq 0$ の意味のある関係式は,

$$\sigma^4 - C_s^2 \left(|\mathbf{k}|^2 + \frac{1}{4H_s^2} \right) \sigma^2 + N^2 C_s^2 k_H^2 = 0 \quad (31)$$

である。ここに,

$$\mathbf{k}^2 = k_H^2 + k_z^2, \quad k_H^2 = k_x^2 + k_y^2 \quad (32)$$

$$C_s^2 \mu^2 + N^2 = \frac{C_s^2}{4H_s^2} \quad (33)$$

である。分散関係式 (31) は, σ に関して 4 次式であり, 4 つの解が存在する。

$$\sigma^2 = \frac{C_s^2}{2} \left(|\mathbf{k}|^2 + \frac{1}{4H_s^2} \right) \times \\ \left[1 \pm \sqrt{1 - \frac{4k_H^2 N^2}{C_s^2 \left(|\mathbf{k}|^2 + \frac{1}{4H_s^2} \right)^2}} \right] \quad (34)$$

上式において, + の符号をとる場合は, $C_s \rightarrow \infty$, あるいは $N \rightarrow 0$ とすると, 音波の分散関係式 (35) と一致するために, 音波モードと呼ばれている。

$$\sigma^2 = C_s^2 |\mathbf{k}|^2 \quad (35)$$

一方, - の符号のモードは内部重力波モードと呼ばれている。なお, 鉛直方向の波数 k_z が 0 のときの曲線は, 図 -4 に示すように波動解と非波動解の境界を示しており, それを境にして, $k_z^2 > 0$ の領域を音波モードおよび内部重力波モードと呼ばれ, $k_z^2 < 0$ の領域を外部重力波モードあるいは evanescent 波モー

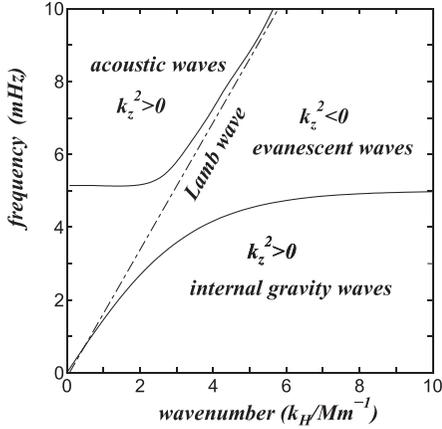


図-4 大気中の Lamb 波，音波，内部および外部重力波の分散関係

ドと呼ばれている。なお，泉宮・長岡²⁶⁾は，密度，気圧および温度分布がより一般的な場合において，次のような分散関係式を求めている。

$$\sigma^4 - C_s^2 \left\{ |\mathbf{k}|^2 + \frac{1}{4} \left(\frac{g}{C_s^2} + \frac{N^2}{g} \right)^2 \right\} \sigma^2 + N^2 C_s^2 k_H^2 = 0 \quad (36)$$

この分散関係式は，スケールハイト H_s を用いて，式 (29) で示すように次式で近似できる場合には，式 (31) と完全に一致する関係にある。

$$\frac{1}{H_s} = \frac{g}{C_s^2} + \frac{N^2}{g} \quad (37)$$

(2) ラム波 (Lamb wave)

前節で，大気中には波動である音波および内部重力波，および境界波である外部重力波が存在することを示した。ここでは，鉛直速度が 0 である特殊な波動について説明する。式 (20) ~ (26) より振幅関数 \hat{p} および \hat{w} に関する式に書き直すと，

$$\frac{\partial \hat{w}}{\partial z} = \left[\frac{g}{C_s^2} - \frac{1}{2H_s} \right] \hat{w} + \left[\frac{i}{\sigma} k_H^2 - \frac{i\sigma}{C_s^2} \right] \hat{p} \quad (38)$$

$$\frac{\partial \hat{p}}{\partial z} = \left[-\frac{i}{\sigma} (\sigma^2 - N^2) \right] \hat{w} + \left[\frac{1}{2H_s} - \frac{g}{C_s^2} \right] \hat{p} \quad (39)$$

となる。ここで， $\hat{w}=0$ とおくと，式 (38) より水平方向に伝播する音波の分散関係式が得られる。

$$\sigma^2 = C_s^2 |\mathbf{k}_H|^2 = C_s^2 (k_x^2 + k_y^2) \quad (40)$$

また，式 (39) より，

$$p^* = \hat{p}_0 e^{-\mu z} e^{i(k_H x - \sigma t)} \quad (41)$$

なる関係式を得る。このような解は，水平方向には音波の波速で伝播し，鉛直方向には $w=0$ であるために，静水圧的な性質をもち，地表面での境界条件を満たしている。このような波動は Lamb 波と呼ばれており，境界波の一種である。

(3) 大気重力波 (atmospheric gravity waves)

大気重力波とは，大気の圧縮性と重力の影響の下で伝播する波動成分である。いま，式 (31) において， $C_s \rightarrow \infty$ とすると，浮力振動数に関する項が残りに，以下に示すような重力波の分散関係式が得られる。

$$\sigma^2 = \frac{N^2 k_H^2}{|\mathbf{k}|^2 + \frac{1}{4H_s^2}} = \frac{N^2 (k_x^2 + k_y^2)}{k_H^2 + k_z^2 + \frac{1}{4H_s^2}} \quad (42)$$

重力波の角周波数 σ は，波数 (k_x, k_y, k_z) の関数であり，重力波は一般的に分散性を持つことが分る。その群速度 C_g を求めると，

$$\begin{aligned} \mathbf{C}_g &= (C_{gx}, C_{gy}, C_{gz}) = \left(\frac{\partial \sigma}{\partial k_x}, \frac{\partial \sigma}{\partial k_y}, \frac{\partial \sigma}{\partial k_z} \right) \\ &= \frac{[k_x(N^2 - \sigma^2), k_y(N^2 - \sigma^2), -k_z \sigma^2]}{\sigma \left(k_H^2 + k_z^2 + \frac{1}{4H_s^2} \right)} \end{aligned} \quad (43)$$

となる。上式から分るように，鉛直方向の群速度だけが水平方向のそれとやや異なる性質を持っている。

これまで，大気の密度および圧力の基本場が指数関数的に変化する場合を取扱ってきたが，より一般的には変数の鉛直固有関数を導入して，適切なる境界条件の下に，固有値問題を解き，固有周期等を求めて，波速や群速

度を算定することになる。本論文では、その詳細な説明は省略するが、モデルの妥当性を検証するために、鉛直固有周期と実測値との比較を行うことにする。

(4) 音波共鳴周期 (音波固有周期)

大規模噴火や巨大地震によって、大気に大きな外力が作用すると、Lamb 波や音波および大気重力波などが発生する。中でも音波は、3 次元的に伝播するために、様々な所で反射を繰り返しながら伝播する。大気には、成層圏上部および熱圏に温度の逆転層が存在するため、音波は入射角によっては反射し易く、特に熱圏では音速がより大きくなるため、熱圏と地表あるいは海面の間で、反射共鳴現象が生じる可能性がある。Watada and Kanmori (1994)²⁸⁾ は、1993 年の Pinatubo 火山噴火の際には、230s (3.8 min) および 270s (4.5 min) の音波共鳴周期が観測され、アメリカの標準大気モデルを用いて音波固有周期を算定して、ほぼ一致した値を得ている。

一方、2011 年の東北地方太平洋沖地震の際には、電離圏全電子数 (TEC) の変動が観測され、周波数が 4.5 mHz, 3.7 mHz および 5.3 mHz の変動が卓越していることが、Saito et al.²⁹⁾ および Tsugawa et al.³⁰⁾ により報告されている。これらの周波数を周期に直すと、3.1 min, 3.7 min および 4.5 min であり、

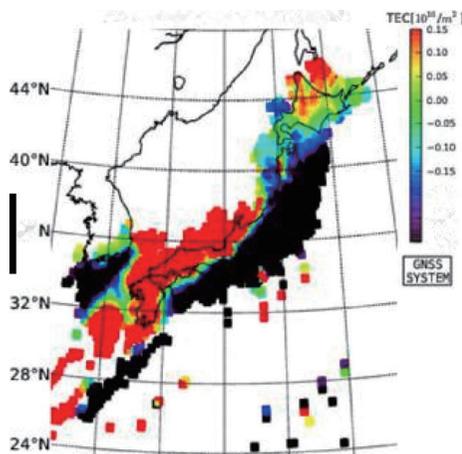


図-5 Lamb 波による電離圏の TEC 変動³²⁾

Pinatubo 火山噴火の際に観測された値にほぼ一致した値を示している。この電離圏全電子数 (TEC) の変動は、熱圏を透過して電離圏にまで達した音波成分で、空間的変動が非常に大きいために、可視化できるものである。

Matsumura et al.³¹⁾ は、地震断層による津波をモデル化し、大気を非線形圧縮性流体として数値計算を実施して、3.8 mHz, 4.5 mHz および 5.4 mHz の TEC 変動が現れることを示している。また、津波を模した伝搬性の波源を与えて計算を行うと、伝播速度が 200m/s, 250 m/s および 270 m/s の内部重力波が発生することを明らかにしている。

今次の Tonga の火山噴火では、音波および大気重力波による TEC 変動は、外乱が大きくて明確には可視化できていないが、Lamb 波に対応する変動は、図-5 に示すように明確な TEC 変動が起きており³²⁾、Lamb 波が電離圏にまで漏れ出ていることを示すものである。

4. 海底水圧計による太平洋上における海面変動とその特性

(1) 海底圧力計によって計測される圧力変動

NOAA の DART ブイによる海底津波計、S-net および DONET による海底水圧計 (OBP) は、海底において水圧を精度よく計測して、水位変動を記録する装置であるが、海底にお

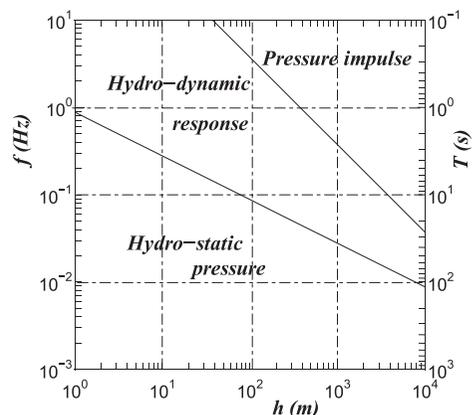


図-6 海底圧力計の水深と周波数による応答特性 (松本ら (2012)³³⁾ による)

ける圧力変動には、海底の振動等様々な要因によって圧力変動が発生している。

図-6は、松本ら³³⁾の水深および海底の振動周波数による海底圧力計の応答特性を示し

たものである。圧縮性による音波の発生すなわち圧縮波の発生は、

$$f=1/T=(2n-1)C/4h \quad (44)$$

で与えられるため、 $n=1$ として音波の発生条

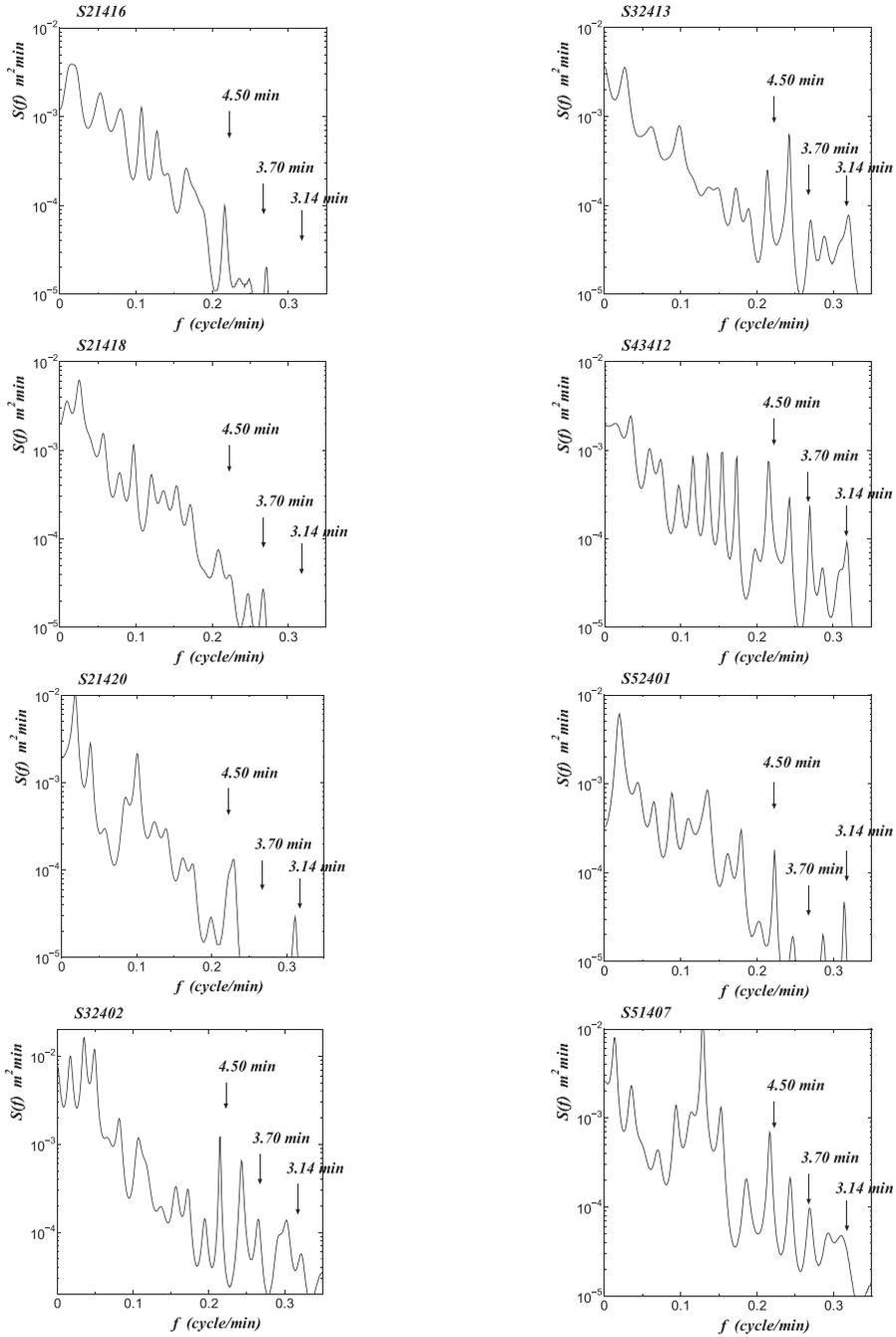


図-7 水位変動の周波数スペクトルと音波共鳴周期

件が得られる。水深 4,000m では周期約 10s 以下、水深 6,000m では周期約 15s 以下であることが分る。一方、それらの周期以上では、海底の鉛直加速度に比例した水圧変動が加わることになる。このような応答を示す領域を動力学的応答という。このような応答は、水深 4,000m で周期約 72 s (1.2 min)、水深 6,000m で約 88 s (1.5 min) 以下の領域で生じる。したがって、このような条件の下で、海底の振動速度や加速度が有意に存在しないことが前提となる。もし、海底で鉛直速度や加速度が有意に存在して、それによる圧力変動がある場合には、地震計によって同時に観測された鉛直速度や加速度を用いて、それらによる圧力変動を除去する必要がある。

(2) 水位変動の周波数スペクトルと音波共鳴周期

太平洋上で発生した水位変動の周波特性を調べることは、どの周波数帯の水位変動が増幅されているかを知る上で重要である。図-7は、それぞれの地点の周波数スペクトルを MEM で算定した結果である。横軸は、周波数 f で単位は (cycle/min) である。まず、それぞれの地点では、表-1 に示す長周期長波よりも長い周波数帯 (0.12 ~ 0.17 cycle/min) のエネルギーが卓越しており、太平洋の沖合においても長周期長波のエネルギーが大部分を占めていることが分る。

しかしながら、周期が 5 min 以下、すなわち周波数が 0.2 (cycle/min) 以上では、ある特定の周波数のエネルギーが卓越していることが分る。その周波数を詳しく調べるために、すべての地点のスペクトルを重ねて表示し、共通のピーク周波数を見出すことにした。その結果、図-8に示すように、周期 4.6 min, 4.1 min, 3.7 min, および 3.1 min のエネルギーが卓越していることが明らかとなった。この周期は、1991 年の Pinatubo 火山噴火の際に観測された音波固有周期²⁸⁾とほぼ一致している。このことは、海底水圧計により、大気中の音波共鳴周期を検知している証拠となるものである。太平洋の水深 4,000m 以上の沖合では、

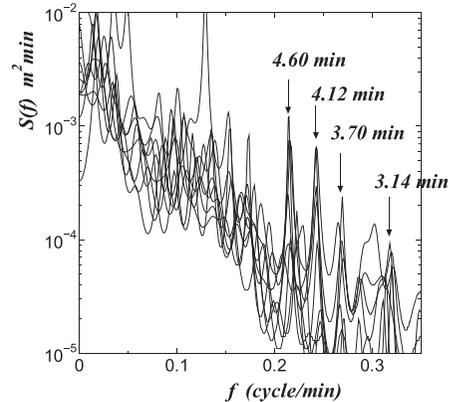


図-8 音波共鳴周期 (音波固有周期) の存在

この音波共鳴周期帯は、その地点での長周期長波の周期よりも小さく、そのエネルギーもそれほど大きくないので、除去してもよいものである。特に、水面変動の振幅を議論する際には、この周期帯の波がより周期の長い長周期波に乗って、見かけ上振幅が大きく見積られる場合があるので注意する必要がある。

(3) 水位の包絡波形と増幅波の同定

NOAA の DART ブイの水位変動は、2 章で示したように不規則であり、様々な周期の波動が含まれているために、どの時間帯の振幅が最も増幅しているのかが大変分かり難い。そこで、水位変動の Hilbert 変換を用いて、包絡線 $R(t)$ (包絡関数, envelope 関数と呼ぶことがある) を算定することにした。いま、水位変動を $x(t)$ 、その Hilbert 変換を $x_H(t)$ とすると、

$$x_H(t) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{x(\tau)}{t - \tau} d\tau \quad (45)$$

$$R(t) = \{x(t)^2 + x_H(t)^2\}^{1/2} \quad (46)$$

である。Hilbert 変換 $x_H(t)$ のフーリエ変換は、泉宮 (2020)³⁴⁾ が示しているように、水位変動 $x(t)$ のフーリエ変換から容易に算定できるので、そのフーリエ逆変換を行えば、Hilbert 変換 $x_H(t)$ が簡単に求められる。

図-9は、DART ブイの水位の包絡関数 (envelope 関数) を示したものである。横軸は、

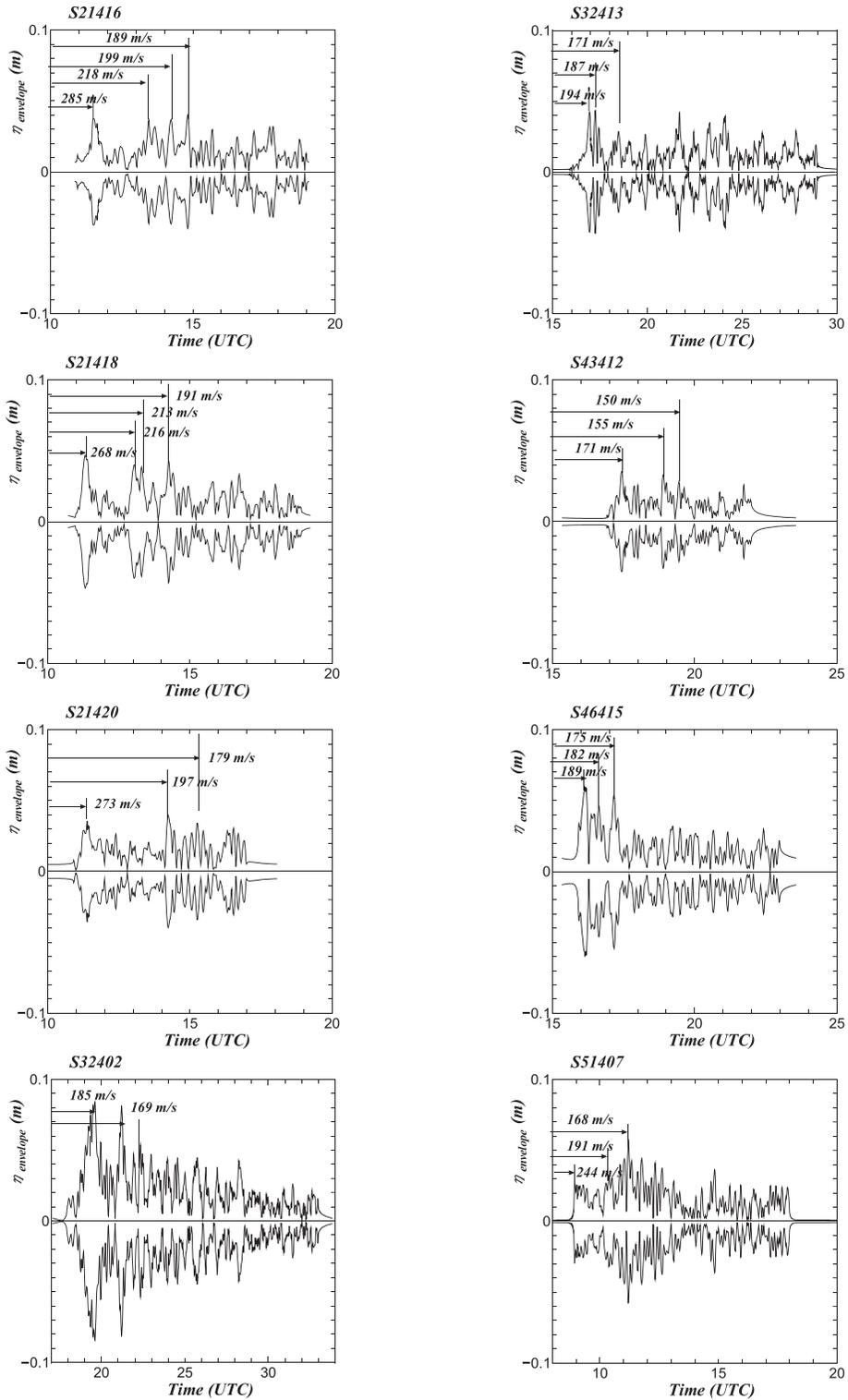


図-9 水位変動の包絡関数と増幅波の平均伝播速度

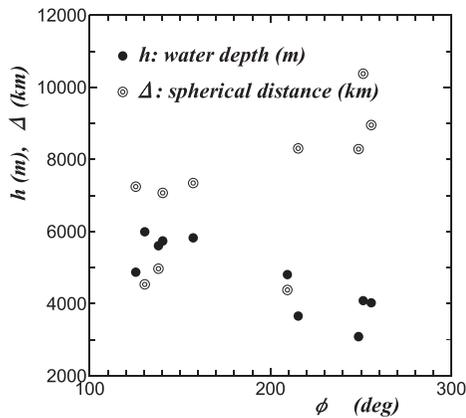


図-10 DART 観測地点の水深および Tonga 火山までの距離

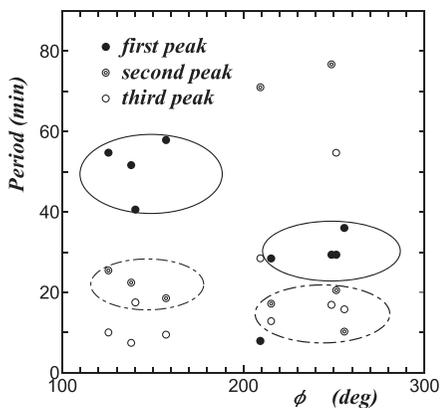


図-11 水位変動の卓越周期の変化

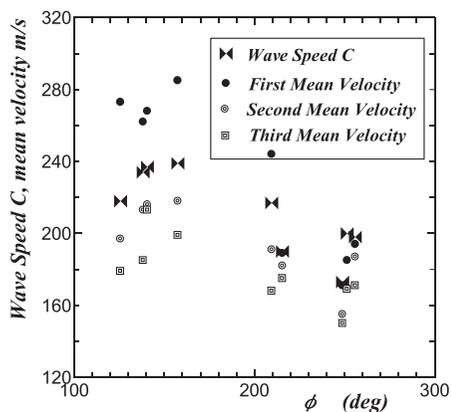


図-12 観測地点の長波波速と増幅波の平均伝播速度との関係

世界標準時 (UTC) である。これらの図を見て分かるように、どの時間の振幅がより増幅しているかが、一目瞭然であり、増幅した波の平均伝播速度も容易に評価できる利点を有している。ここでは、Tonga の火山噴火の時間を 4:00 (UTC) としている。衛星データから 4:10 (UTC) には噴火していることが分かっているので、最大で 10 min の誤差が考えられるが、距離 4,000km では最大で約 10m/s 程度、距離 8,000km では、約 3m/s 程度の誤差である。

図-9 の北西太平洋の S21416, S21418 および S21420 では、先頭の大きな振幅は、平均伝播速度がそれぞれ、285 m/s, 268 m/s 273 m/s とやや大きな値を示している。しかしながら、後続の増幅した波の振幅も第 1 波と同程度であり、それらの平均伝播速度は、179 m/s ~ 218 m/s と水深が 3,000m から 5,000m の長波の波速とほぼ同程度であることは大変興味深い。

一方、東部太平洋の観測地点 S32402, S32413, S43412 および S46415 では、最初の増幅波の平均伝播速度が 171m/s ~ 189 m/s とやや小さい値を示している。この速度は、丁度平均水深が 3,000m から 3,600m 程度の長波の波速に相当しているが、これらの観測地点では、相対的に水深が浅く、伝播途中に 3,000m よりも水深の浅い海域を伝播してきたことによる平均伝播速度が低下したことが考えられる。

水位変動の観測地点の水深および Tonga 火山までの距離は、北西太平洋と東部太平洋では特徴的な変化があり、水位変動の増幅機構を考察するにあたって、重要な要素となるために、図-10 に示す。北西太平洋 (方位角 $\psi < 180^\circ$) では、水深が約 5,000m から 6,000m と相対的に深く、東部太平洋 ($\psi > 200^\circ$) では水深が約 3,000m から 5,000m とやや浅くなっている。また、東部太平洋では、Tonga 火山までの距離が、約 8,000km から 10,000km と大きくなっている特長がある。このような特徴があるために、振幅のみならず、水位変動の卓越周期についても特徴的な変化が現れている。

図-11 は、水位変動の卓越周期を Tonga 火

山の方位角 ψ の関数としてプロットしたものである。この図より、北西太平洋と東部太平洋とでは、特徴的な差異が認められ、北西太平洋では、周期約 50min, 約 20 min, および約 10 min が卓越しており、東部太平洋では、周期約 30 min, 10 min ~ 20 min の変動が卓越していることが分かる。

ここで、増幅した波の平均伝播速度と観測地点の長波の波速との関係を調べるために、観測地点からの Tonga 火山の方位角を横軸にとって、図-12 に示している。この図において、方位角 180° 以下の地点は、北西太平洋に対応し、方位角 200° 以上は、東部太平洋の観測地点である。観測地点の長波の波速を C で示している。この図において、北西太平洋の観測地点で長波の波速が $220\text{m/s} \sim 240\text{m/s}$ と大きいのは、水深が $5,000\text{m}$ から $6,000\text{m}$ と大きいためである。この速度は、包絡関数から算定した第 1 と第 2 の平均伝播速度の中間にある。

一方、東部太平洋 ($\psi > 200^\circ$) では、ハワイ沖の観測地点を除き、長波の波速と第 1 および第 2 の平均伝播速度とほぼ一致しており、Proudman 共鳴³⁵⁾ が発生していた条件とほぼ一致する。この Proudman 共鳴の発生の有無を調べるために、水位変動のエネルギーおよびエネルギー流束を算定することにした。

(4) 水位変動のエネルギーおよびエネルギー流束の変化

図-2 に見られるように、NOAA の DART ブイの水位変動は不規則であり、振幅だけではその本当の大きさが分かり難い。そこで、波動としてのエネルギーおよびエネルギー流束を算定することにより、定量的に比較することができる。いま、波動の位置エネルギーを E_p 、運動エネルギーを E_k とすると、単位表面積当りの全エネルギー E_T は、

$$E_T = E_p + E_k = \frac{1}{2} \rho g \bar{\eta}^2 + \int_{-h}^0 \frac{\rho}{2} (\mathbf{u}^2) dz \quad (47)$$

ここに、上付きバーは時間平均を表し、 η は水位変動成分、 \mathbf{u} は流速ベクトルである。こ

こで、波動が線形波であるとする、エネルギー等分配の法則により、位置エネルギーと運動エネルギーは等しくなるため (Mei, 2000³⁶⁾)、全エネルギー E_T は、

$$E_T = \rho g \bar{\eta}^2 \quad (48)$$

となり、単位重量当りのエネルギー E は、

$$E = \frac{E_T}{\rho g} = \bar{\eta}^2 \quad (49)$$

となる。したがって、単位重量および単位表面積当りのエネルギー E は、水位変動の分散で表されることになる。また、エネルギー流束に関しては、図 7 の水位変動の周波数スペクトルのエネルギーの大部分は長周期長波であるため、 $C_g = C = (gh)^{1/2}$ をエネルギーに乗じるにより評価される。

$$F = EC_g = E\sqrt{gh} = \bar{\eta}^2 \sqrt{gh} \quad (50)$$

ここに、 F は単位重量当りのエネルギー流束である。

図-13 は、単位重量当りのエネルギーおよびエネルギー流束を伝播距離に対して線形スケールでプロットしたものである。この図より、明らかなように、エネルギーおよびエネルギー流束は伝播距離に対していずれも増加しており、大気から何らかのエネルギーが供給されていることを示唆するものである。

エネルギーおよびエネルギー流束の増加の割合を詳しく見るために、両対数でプロット

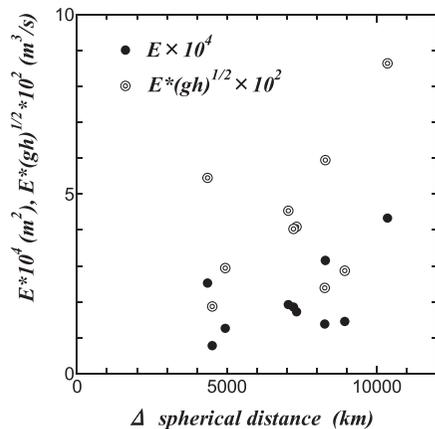


図-13 水位変動のエネルギーおよびエネルギー流束の変化 (線形スケール)

したものが、図-14 である。この図より、両者共に伝播距離の 2 乗に比例しているように見える。しかしながら、10 点中 3 地点の値がその関係から外れている。その中の大きい値を示しているのは、ハワイ沖の S50407 である。この地点の水位変動には、周期 7.9 min の何らかの共振が発生しており、その原因は現在のところ不明である。

一方、エネルギーおよびエネルギー流束があまり増加していない 2 地点は、ペルー沖合の S32413 地点、およびメキシコ沖合の S43412 地点である。これらの地点は、Tonga からの伝播途中に水深 1,000m よりも浅く、数多くの環礁が存在しており、それらによるエネルギーの捕捉と遮蔽の影響があったのではないかと考えられる。また、これらの地点への伝播経路上には、大気が不安定で対流が活発な赤道前線帯（熱帯収束帯）が存在しており、大気の波動である重力波が対流圏で不規則な運動へと変化した可能性も考えられる。

水位変動のエネルギーおよびエネルギー流束の伝播距離の 2 乗に比例する関係は、大気重力波が伝播に伴って減衰しなければ、Proudman 共鳴により成立する関係ではあるが、実際には大気重力波も伝播に伴って、 Δ の -1 乗で減衰するため、べき乗の指数については、データ数を増やし、かつ平均時間を変化させて詳しく検討しなければならない。

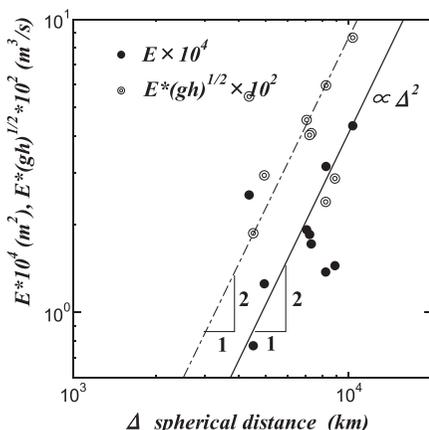


図-14 水位変動のエネルギーおよびエネルギー流束の変化（両対数スケール）

また、エネルギーを算定する時間についても、伝播に伴って波浪が広がっていくので、全く同一の時間とすることができない。そこで、平均時間を約 6 時間としてエネルギーおよびエネルギー流束を算定したところ、それらの値は変化するが、伝播距離に伴って増大する傾向は同じであった。このため、海洋の水位変動は、大気からエネルギーを得ていることだけは、確からしいと判断できる。

5. 時系列モデルによる大気重力波の抽出とその特性

(1) 時系列モデルによる大気圧変動の成分分離

気圧変動は、一般に大気潮汐や低気圧および高気圧の移動、日照、気温、風速および降雨によって変動し、非定常な現象である。このため、従前のローパスフィルタやバンドパスフィルタでは、様々な要因による成分を正確に分離することは難しい。Kitagawa ら^{35), 36), 37)}は、非定常過程にも適用でき、しかもガウス性ノイズ成分も分離できる時系列モデルを提案している。そこで、本研究ではこの時系列モデルを気圧変動データに適用し、トレンド成分、波動成分およびノイズ成分に分離することを試みる。

いま、気圧変動の時系列データを $y_n = y(n\Delta t)$ とし、トレンド成分を t_n 、AR 成分を r_n 、およびノイズ成分を w_n とすると、

$$y_n = t_n + r_n + w_n \quad (51)$$

と表すことができる。ここに、ノイズ成分 w_n は、平均 0、分散 σ^2 の正規白色雑音である。

トレンド成分 t_n は、時系列に見られる長期的な傾向変動を表す成分で、時間差分オペレータをとるとき、 $\Delta t_n = t_n - t_{n-1}$ 、 $\Delta = 1 - B$ で表され、 $k-1$ 次の多項式は k 階の階差方程式、

$$\Delta^k t_n = (1 - B)^k t_n = v_n \quad (52)$$

を導入することによって決定される。ここに、正規白色雑音 $v_{1,n} \sim N(0, \tau^2)$ である。ここで、式 (52) より、 $c_i = (-1)^{i+1} {}_k C_i$ を定義すると、

$$t_n = \sum_{i=1}^k c_i t_{n-i} + v_{1,n} \quad (53)$$

と表すことができる。ここに、 $k=1$ のとき $c_1=1$ 、 $k=2$ のとき $c_1=2, c_2=-1$ である。式 (53) は非定常ではあるが、 k 次の AR 過程である^{38),39)}。

ここで、次の定常自己回帰モデルに従う定常 AR 成分 r_n を考える。

$$r_n = \sum_{i=1}^m a_i r_{n-i} + v_{2,n} \quad (54)$$

ここに、 $v_{2,n} \sim N(0, \tau_2^2)$ 、 τ_2^2 は分散、 m は次数である。この定常 AR 成分 r_n は、離散時間 Δt の数倍から数 10 倍の比較的短い時間変動の成分を表している。回帰係数を算定する方法としては、最小二乗法や Kalman フィルタを用いる方法等があり^{38),39)}、ここでは統計数理研究所で開発された RS Decomp を用いた。

図-15 は、図-1 に示す気圧変動から抽出された 2 次 ($k=2$) のトレンド成分を示したものである。観測地点は、上から三重県南伊勢高校、愛知県西郷小学校、および岩手県大船渡中学校である。この図に示されているように、Lamb 波成分も抽出されており、その後の気圧変動の平均的な変化をうまく抽出できていると言える。ローパスフィルタを用いた抽出も試みたが、この図のような微細な変化を完全には捉えることはできなかった。

図-16 は、AR の次数 $m=6$ として抽出され

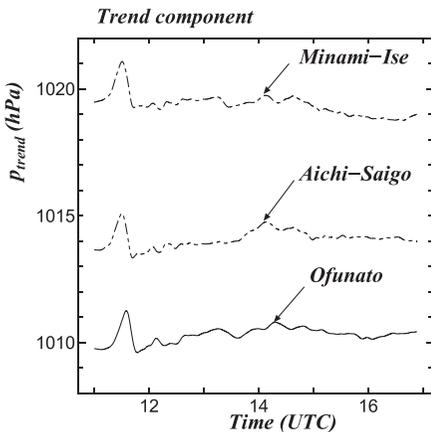


図-15 抽出されたトレンド成分 ($k=2$)

た AR 成分を示したものである。この図に示されるように、前半部分には音波成分とみられるやや大きい変動が卓越していることが分かる。後半部には振幅は小さいがややゆっくりとした変動が現れている。この波動成分は、その周期および伝播速度から、大気重力波成分であると考えられる。音波成分の最大振幅は、0.4hPa 程度であるが、大気重力波の最大振幅は、約 0.1hPa (10Pa) 以下と小さい。

この図より、明らかに 14:30 (UTC) には大気重力波は到着しており、最速のものは、音波と重合しているが、14:00 (UTC) 頃と推測される。また、大気重力波が 17:00 (UTC) 頃まで続いているので、到着時間から推定される大気重力波の伝播速度は、およそ 170 m/s ~ 220 m/s 程度であると推測される。

縦軸に伝播距離をとってこれらの波動成分をプロットしたのが、図-17 である。この図のように、気圧波形を縦に並べてみると、特に大気重力波の波形のパターンが類似していることが分かる。この関係をより詳しく見るために、時間軸を拡大したものを示したのが、図-18 である。

図-18 において、16:05 (UTC) 頃の Minami-Ise の波形と、16:15 (UTC) 頃の Ofunato の波形の特徴がほぼ類似していることが分かる。その他の時間においても、波形の特徴から 1 波 1 波毎の対応をとることができる。このようにして、大気重力波の走時曲線を得ることができる。

図-19 は、三重県、愛知県および岩手県共に 3 地点の 15:00 (UTC) 過ぎの気圧データから、走時曲線を求めたものである。多少のばらつきはあるが、平均的には約 200m/s で伝播していることが認められる。

(2) 音波および大気重力波成分の周波数スペクトル

抽出された音波および大気重力波は、どのような周期の波が卓越しているのかを調べるために、MEM を用いて周波数スペクトルを算定した。図-20 に示されるように、音波帯域では周期約 3.0 min, 3.5 min および 4.6 min

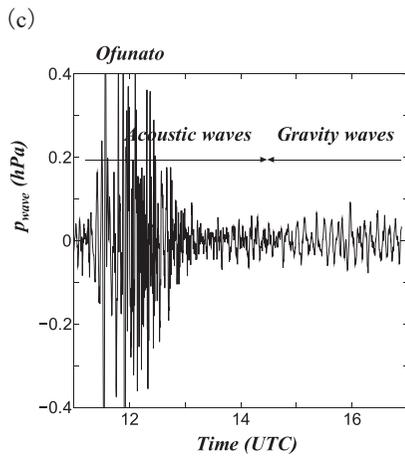
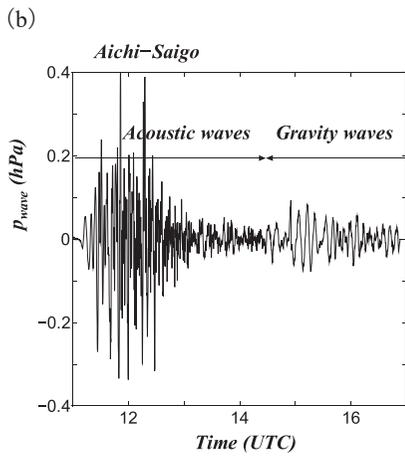
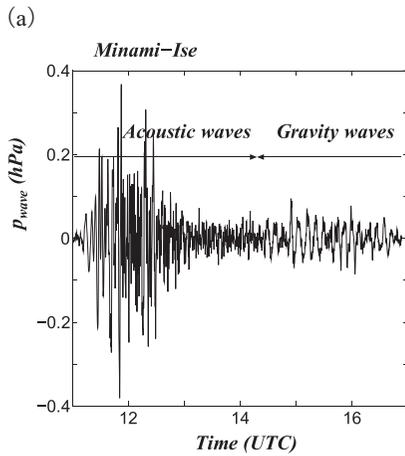


図-16 抽出された AR 成分 (a) 三重県南伊勢, (b) 愛知県西郷, (c) 岩手県大船渡

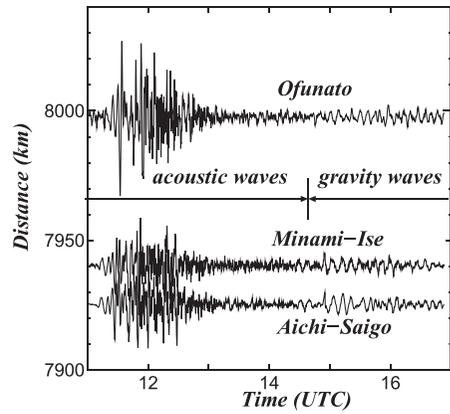


図-17 抽出された音波および大気重力波成分と各地点の伝播距離

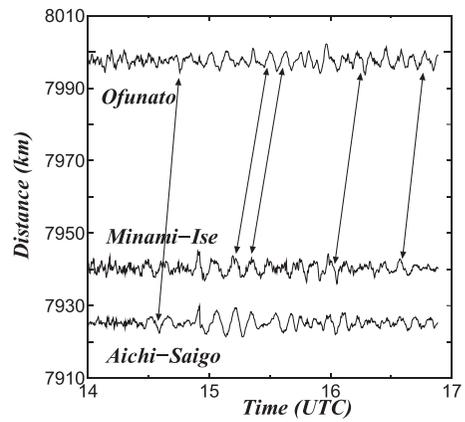


図-18 抽出された大気重力波の波形の対応

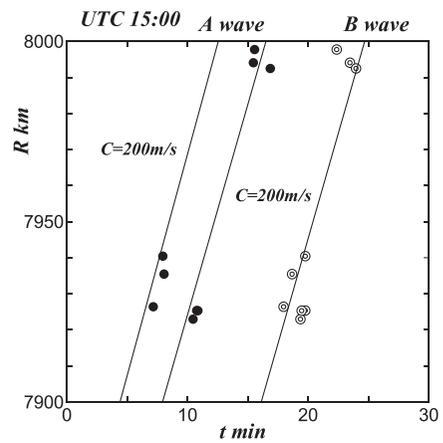


図-19 大気重力波の走時曲線 (UTC15h)

の変動が卓越していることが分かった。これらの周期は、Pinatuba 火山噴火の際に計算された 3.0 min, 3.5 min, 4.5 min とほぼ同じである²⁸⁾。また、NOAA の DART ブイで観測された周期 3.1 min, 3.7 min および 4.6 min とほぼ同一である。このことは、抽出された音波成分の正確さを示していると共に、大規模な火山噴火の際には、ほぼ同様な音波共鳴周期が現れることを示している。

表-2 は、DART データ、日本における気圧変動、および Watada and Kanamori (2010)²⁸⁾ のよる 2 つの大气モデルによる計算結果、さらに Matsumura ら (2011)³⁰⁾ による数値計算結果を示したものである。Mode Type の

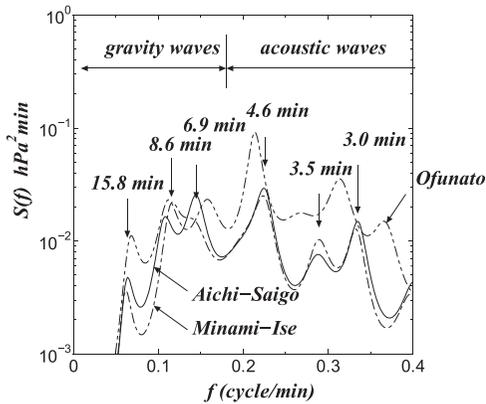


図-20 抽出された音波および大气重力波成分の周波数スペクトル

acoustic は音波成分、gravity は重力波成分を示している。音波成分では、DART データおよび気圧波のデータから、理論的に予測される音波共鳴周期と殆ど一致した変動が現れている。しかしながら、周期 3.9 ~ 4.1min の変動は日本で観測された気圧変動には観測されていない。これに関しては、1月15日当日の気象および大気の安定度にも依存すると考えられるので、他の地域の気圧変動データを解析して明らかにしなければならない。

(3) Proudman 共鳴による水位変動の増幅特性

海面上を気圧波が通過する際には、様々な波が発生することが知られている。Proudman³⁵⁾ によると、海面水位変動 $\eta(x,t)$ は、

$$\eta(x,t) = \frac{1}{\frac{V_a^2}{C^2} - 1} \frac{p(x - V_a t)}{\rho g} - \frac{1}{\frac{2V_a}{C} - 1} \frac{1}{\rho g} p(x - Ct) - \frac{1}{\frac{2V_a}{C} + 1} \frac{1}{\rho g} p(x + Ct) \tag{55}$$

となる。ここに、 $p(x - V_a t)$ は海面上の気圧変化、 V_a は気圧波の伝播速度、 C は長波の波速である。式 (55) の右辺第 1 項は、気圧波に拘束された変動成分、同じく第 2 項は、気圧波の進行方向に伝播する自由長波成分、および第 3 項は反対方向に伝播する自由長波成分であ

表-2 音波共鳴周期および大气重力波の卓越周期の比較

Mode Type	NOAA DART data	Atmos. Pressure observed in Japan	Watada and Kanamori (2010)		Matsumura et al. (2011)
			Standard Atmos	Local at Mt. Pinatubo	Numerical simulation
	min	min	min	min	min
acoustic	3.1	3.0	3.1	3.0	3.1
acoustic	3.7	3.5	3.5	3.5	3.7
acoustic	4.1	-	3.9	3.9	-
acoustic	4.6	4.6	4.6	4.5	4.5
gravity		6.6-6.9	5.0	5.3	-
gravity		8.6-9.4	-	-	-
gravity		15.2-15.8	-	-	-

る。Proudman 共鳴は、気圧波の移動速度と長波の波速が一致する時に発生する。式 (55) において、極限操作 ($V_a \rightarrow C$) を行うと、共鳴項は次式で表される。

$$\eta(x, t) = -\frac{1}{2\rho g} Ct \frac{\partial p(x - V_a t)}{\partial x} H(t) \quad (56)$$

ここに、 $H(t)$ はヘビサイド関数である。ここで、気圧波が 1 次の波動方程式を満たすならば、空間微分が時間微分で表されるので、

$$\eta(x, t) = -\frac{t}{2\rho g} \frac{\partial p(x - V_a t)}{\partial t} H(t) \quad (57)$$

となる。上式より、水位変動は共鳴が生じると、時間に比例して振幅が大きくなることを示している。

ここで、抽出された大気重力波の伝播速度が長周期波の波速と一致するものとして、その波形を式 (57) に入力して、実際に振幅がどのように変化するかを調べたのが、図-21 である。この図の (b) の三重県南伊勢の波形は、高周波数成分がやや卓越して変動が大きいですが、いずれの地点の水位変化も時間に比例して振幅が増大している。これら 3 地点の抽出された大気重力波の振幅は、0.1 hPa (10 Pa) 程度以下 (水位 0.1cm 以下) であり、共鳴時間 2 時間程度で、水位変動の振幅が 3 ~ 4cm 程度にまでなっていることから、約 30 倍から 40 倍にも増幅されていることになる。

以上のことから、大気重力波の振幅が小さくても、その伝播速度が長波の波速と一致して共鳴が生じれば、水位変動の振幅が数 10 倍にもなり、今次の津波の発生機構として、十分に説明可能であると考えられる。また、Proudman の解 (55) は、初期の状態が静水面を仮定しているが、実際の海面は赤色ノイズ的な変動が存在している⁴⁰⁾ ので、すでに数 mm 程度の長周期波が存在しており、気圧波と伝播方向が一致すれば共鳴が発生しやすい環境にある可能性がある。

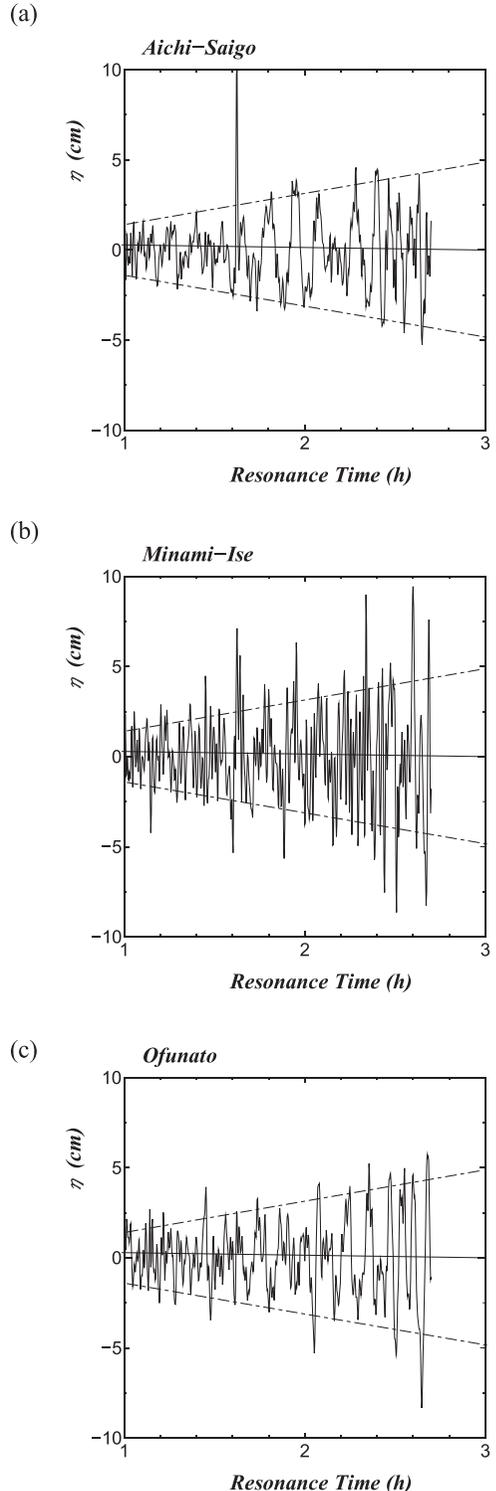


図-21 抽出された大気重力波による共鳴時間と水位変動の増幅

(4) Greenspan 共鳴および湾の固有振動による水位変動の増幅

海水面変動の増幅機構には、よく知られた Proudman 共鳴以外に、陸棚エッジ波の Greenspan 共鳴⁴¹⁾や湾水共鳴振動が考えられる。Greenspan 共鳴とは、図-22 に示すように、陸棚波の沿岸方向の伝播速度と気圧波の伝播速度の沿岸方向成分とが一致して、共鳴が生じて振幅が増大する現象である。

日本沿岸の陸棚波の波速は、Ursell⁴²⁾ や Eckart⁴³⁾ の分散関係式から、勾配 s が $s \ll 1.0$ の時には、

$$\sigma_n^2 = gk(2n + 1)s, \quad (n = 0, 1, 2, \dots) \quad (58)$$

の関係が成立するため、波速 C_n は、

$$C_n = \frac{\sigma_n}{k} = \left(\frac{gT_n}{2\pi}\right)(2n + 1)s \quad (59)$$

となり、周期 T_0 が 40min ~ 80 min 程度⁴⁴⁾、 $n=0$ で海底勾配が 5.0×10^{-3} 程度とすると、 $C_0=20 \sim 40$ m/s 程度である。一方気圧波の伝播速度は、約 300m/s であるので、約 10 倍の差があることになる。この関係から、 $\sin \theta = 0.1$ となり、 θ は 10° 以内で、ほぼ直角入射に近い条件で共鳴条件を満たすことになる。Lamb 波の伝播速度は約 300m/s であり、陸棚の幅を 50km とすると、わずか 2 ~ 3 分で通過するので、共鳴時間が極めて短く、陸棚波の発生のトリガーとして作用するが、2 ~ 3

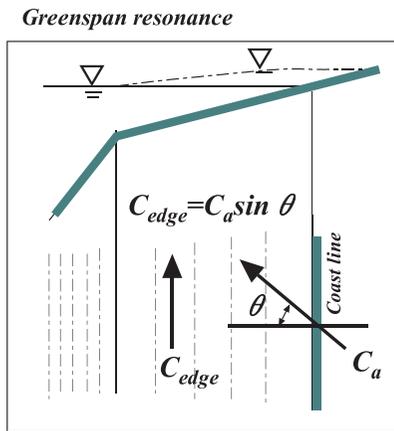


図-22 陸棚エッジ波の Greenspan 共鳴

波目以降の振幅の増幅効果は殆どないであろうと考えられる。

今次の津波で振幅の大きかった、久慈港、父島二見、および奄美大島小湊²⁾は、陸棚や島棚が発達しており、共通して中小の湾が存在することである。そこで今次の津波の周期と湾の固有振動を既存の文献を用いて調べてみた^{45),46),47)}。その結果、久慈港、父島二見、および奄美大島小湊の津波の周期は、17.6 min, 18.2 min, 12.4 min であり、湾の固有振動はそれぞれ 17.5 min, 17.9 min, および 12 min と 6 min であった。3 地点共に、殆ど周期が一致しており、湾水振動の共振が水位変動を大きくした要因の 1 つとなっていると考えられる。

5. 結論

2022 年 1 月 15 日に発生したトンガ諸島の大规模火山噴火によって、地球規模で伝播する気圧波が観測され、それによる海面変動の増幅メカニズムについて調査した。その結果、以下の事項が明らかとなった。

- (1) トンガの火山噴火による気圧変動は、日本列島付近では、Lamb 波の振幅は 2hPa 程度であり、その伝播速度は約 300m/s であった。その波の後には音波や大気重力波と見られる波動成分が含まれていた。
- (2) NOAA の DART ブイデータを用いて津波の振幅を調べたところ、太平洋最遠に近いチリ沖合の水深 4,070m で振幅が 8cm を超えていた。
- (3) 日本列島に到達した津波の第 1 波は、火山噴火時間から約 8 時間で観測されており、トンガ諸島から長波の波速で伝播する予想時間よりも、2 ~ 3 時間以上も速く出現していた。また、最大振幅は、長波の伝播時間とほぼ同じか、それ以降に発生していた。
- (4) 日本列島で観測された津波の最大振幅は、奄美小湊で 1.2m, 久慈港で 1.0m, 父島二見で 0.9m と、津波警報基準に達する地点も数地点あった。しかしながら、ト

- ンガ火山により近い、クック諸島ラロトンガやサモアアピアでは、それぞれ 0.3m, 0.2m とかなり小さい値であった。
- (5) 大気中の各種波動について、Lamb 波、音波および大気重力波の存在領域および分散特性について明らかにした。大気には音波共鳴周期が存在し、特に大規模な火山噴火によって、地表と熱圏との間の共鳴現象が生じていることを示した。
 - (6) DART データを用いて周波数スペクトル解析を行い、4.6 min, 4.1 min, 3.7min, および 3.1 min の音波共鳴周期が発現していることが確認された。また、観測地点における長波の周期帯で水位変動のエネルギーの大部分が存在することが明らかとなった。
 - (7) 水位変動の Hilbert 変換を用いて、包絡関数 (envelope 関数) を算定し、増幅した波の平均伝播速度を算定した。その結果、東部太平洋では、170m/s ~ 190m/s 程度とやや小さい値を示していた。しかしながら、全体的には、平均伝播速度は観測地点の長波の波速とほぼ同程度であった。
 - (8) DART データの水位変動のエネルギーおよびエネルギー流束を算定したところ、伝播距離に対して明らかに増加傾向にあり、津波は何らかの形で大気からエネルギーを得ていることは確からしいと考えられる。また、水位変動のエネルギーおよびエネルギー流束は、伝播距離の 2 乗に比例している関係が示されたが、平均時間によっても結果が変化するため、さらに詳しく検討しなければならない。
 - (9) 時系列モデルを用いて、気圧変動データをトレンド成分、AR 成分およびガウス性ノイズ成分に分離した。その結果、トレンド成分は、Lamb 波を含む平均的な変化を表しており、AR 成分は気圧波の波動成分である音波および大気重力波成分が含まれていた。
 - (10) 抽出された大気重力波の到達時間より、平均的な伝播速度を算定したところ、

約 170 m/s から 220 m/s であった。また、15:00 (UTC) 頃には、波形の対応により伝播速度 200m/s の走時曲線が得られた。

- (11) 抽出された音波および大気重力波の最大振幅は、それぞれ 0.4 hPa, および 0.1 hPa 程度であった。大気重力波の振幅は小さいが、完全な共鳴条件を満たせば、共鳴時間が 2 時間程度で振幅が 30 ~ 40 倍程度にまで増幅されることが示された。
- (12) 水位変動の増幅に関して、Greenspan 共鳴および湾水共鳴振動の可能性について検討したところ、後者の湾水共鳴振動については、今次の振幅の大きい地点で、ほぼ共鳴が発生していることが確認された。

謝辞：

本研究において、NOAA の DART ブイデータ、国土交通省港湾局および気象庁の潮位データを用いた。また、微気圧データは、日本気象協会による観測データを、時系列モデルによる信号成分分離に関しては、統計数理研究所で開発された RS Decomp を用いたことを付記し、感謝します。また、考察を行うにあたり、気象庁の報道発表資料、東京大学地震研究所の研究速報、情報通信機構の GEONET 準リアルタイム GPS 全電子数マップ、防災科学研究所の S-net データ、ウェザーニュースの気象観測機「ソラテナ」の気圧データを参考にさせて戴いた。ここに記して謝意を表します。

参考文献

- 1) 気象庁地震火山部：令和4年1月15日13時頃のトンガ諸島付近のフンガ・トンガ-フンガ・ハアパイ火山の大規模噴火に伴う潮位変化について, https://www.jma.go.jp/jma/press/2201/16b/kaisetsu20220116_0200.pdf, wq3, 2022.
- 2) 気象庁地震火山部：令和4年1月15日13時頃のトンガ諸島付近のフンガ・トンガ-フンガ・ハアパイ火山の大規模噴火に伴う潮位変化について (第2報), 令和4年1月16日14時15分, <https://www.jma.go.jp/jma/press/2201/16b/202201161415.html>, 2022.
- 3) 気象庁地震火山部：令和4年1月15日のフンガ・トンガ-フンガ・ハアパイ火山(トンガ諸島)の噴火について, 報道発表資料, 2022.
- 4) Simons, G. ed.: The eruption of Krakatoa and subsequent phenomena, Trubner and Co., London, 1888.
- 5) Harkrider, D. G. and Press, F.: Air-sea waves from the explosion of Krakatoa, *Science* Vol. 154, pp. 1325-1327, 1966.
- 6) 大森房吉：千八百八十三年クラカトア大破裂に伴える津波に就きて, *地学雑誌*, Vol. 19, No. 4, pp. 251-257, 1907.
- 7) 今村明恒：地震漫談 (その十) クラカトア爆発津浪の日本に於ける観測, *地震*, Vol. 6, No.3, p. 158-160, 1934.
- 8) 今村明恒：クラカトア爆発に因る津浪に就いて, *地震*, Vol. 18, No.1-4, p. 24-26, 1945.
- 9) Lamb, H.: *Hydrodynamics*, Cambridge Univ. Press, pp. 541-561, 1932.
- 10) Pekeris, C. L.: The propagation of a pulse in the atmosphere Part II, *Phys. Rev.*, Vol. 73, pp. 145-154, 1948.
- 11) Yamamoto, R.: A dynamical theory of the microbarographic oscillations produced by the explosions of hydrogen bombs, *J. Meteorol. Soc. Japan*, Vol. 35, No. 5, pp. 32-40, 1957.
- 12) Press, F. and Harkrider, D.: Propagation of acoustic-gravity waves in the atmosphere, *J. Geophys. Res.* Vol. 67, No. 10, pp. 3889-3908, 1962.
- 13) 三雲 健：大地震, 津波, 火山大爆発などから発生した気圧波, 総合報告, *地震*, 第2, 第64巻, 47-62, 2011.
- 14) NASA : Tonga Volcano Plume Reached the Mesosphere, Jan. 15. 2022.
- 15) 西田 究：噴火に伴う Lamb 波, 東京大学地震研究所, 研究速報, <https://www.eri.u-tokyo.ac.jp/news/15712/>, 2022年1月18日掲載, 2022.
- 16) 市原美恵：噴火に伴う Lamb 波, 東京大学地震研究所, 研究速報, <https://www.eri.u-tokyo.ac.jp/news/15712/>, 2022年1月19日掲載, 2022.
- 17) 山田真澄, Ho, T. C. : 2022年1月15日のトンガのフンガ・トンガ-フンガ・ハアパイ火山の噴火記録解析, 京都大学防災研究所, 2月1日閲覧, 2022.
- 18) 日本気象協会：微気圧振動 (インフラサウンド) 観測データ提供ネットワークにてトンガ諸島付近のフンガ・トンガ-フンガ・ハアパイ火山大規模噴火に伴う気圧変動を確認, Press Release, <https://www.jwa.or.jp/news/2022/01/15589/>, 2022.01.17.
- 19) Harkrider, D. G.: Theoretical and observed acoustic-gravity waves from explosive sources in the atmosphere, *J. of Geophys. Res.*, Vol. 69, No. 24, pp.742-748, 1964.
- 20) NOAA : National Data Buoy Center, <https://www.ndbc.noaa.gov/dart/dart/shtml>.
- 21) 防災科学研究所：トンガ諸島付近における大噴火に伴う防災科研の海域観測網 (S-net, DONET) で観測された水圧変動, <https://quaketm.bosai.go.jp/news/20220115/>, 2022年1月20日閲覧, 2022.
- 22) 巽 友正, *流体力学*, 共立出版, p. 292, 2000.
- 23) 小倉義光：*気象学通論*, 東京大学出版会,

- p.249, 1978.
- 24) Kanamori, H., Mori, J. and Harkrider, D. G.: Excitation of atmospheric oscillations by volcanic eruptions, *J. Geophysical Res.*, Vol.99, No.B11, 21947-21961, 1994.
 - 25) Kanamori, H.: some fluid-mechanical problems in geophysics-waves in the atmosphere and fault Lubrictions, *Fluidd Dynamics Research*, Vol. 34, pp.1-19, 2003.
 - 26) 泉宮尊司, 長岡浩康 : 津波発生による重力音波の発生と津波予知の可能性, 海岸工学論文集, 第 41 巻, pp. 241-245, 1994.
 - 27) 林 祥介, 竹広真一 : 音波, <http://www.gdf-dennou.org/riron/wave.li/sonic/src/sonic.tex>, 2014.
 - 28) Watada, S., and Kanamori, H. : Acoustic resonant oscillations between the atmosphere and the solid earth during the 1991 Mt. Pinatubo eruption, *J. Geophys. Res.*, 115, B12319, doi:10.1029/ 2010JB 007747, 2010.
 - 29) Saito, A., Tsugawa, T., Otsuka, Y., Nishioka, M., Iyemori, T., Matsumura, M., Saito, S., Chen, C.H., Goi, Y., and Choosakul, N.: Acoustic resonance and plasma depletion detected by GPS total electron content observation after the 2011 Tohoku earthquake, *Earth Planets Space*, Vol. 63, pp. 863-867, 2011.
 - 30) Tsugawa, S., Saito, S., Otsuka, Y., Nishioka, M., Maruyama, T.: Ionospheric disturbance detected by GPS total electron content observation after the 2011 Tohoku earthquake, *Earth and Planets Space*, Vol. 63, pp. 875-879, 2011.
 - 31) Matsumura, M., Saito, A., Iyemori, T., Shinagawa, H. Tsugawa, T., Otsuka, Y. Nishioka, M., and Chen, H. C.: Numerical simulations of atmospheric waves excited by the 2011 off the Pacific coast of Tohoku Earthquake, *Earth Planets Space, Letter*, Vol. 63, pp. 885-889, 2011.
 - 32) 情報通信機構 : GEONET 準リアルタイム GPS 全電子数マップ, http://aer-nc-web.nict.go.jp/GPS/QR_GEONET/, 2022.
 - 33) 松本浩幸, 林 豊, 金田義行 : 海底津波計のリアルタイム観測データに含まれる水圧擾乱の特性, 土木学会論文集 B2 (海岸工学), Vol. 68, No. 2, pp. I_391-I_395, 2012.
 - 34) 泉宮尊司 : Wigner 分布の特徴および津波水位変動等の非定常時間周波数解析への適用, 津波工学研究報告, 第 37 号, pp. 33-46, 2020.
 - 35) Proudman, J.: The effects on the sea of changes in atmospheric pressure, *Geophys. Suppl. Mon. Not. R. Astron. Soc.* 2, pp. 197-209, 1929.
 - 36) Mei, C. C., Stiassnie, M. and Yue, D. K.: Theory and Applications of Ocean Surface Waves, Part 1: Linear Aspects, World Scientific, pp. 490, 2005.
 - 37) Kitagawa, G. and Gersch, W.: A smoothness priors-state space modeling of Time Series with Trend and Seasonality, *J. of American Statistical Association*, Vol. 79, No. 386, pp. 378-389, 1984.
 - 38) Kitagawa, G.: Introduction to Time Series Modeling with Applications in R, Chapman and Hall/CRC, 2nd ed., 324 p., 2020.
 - 39) 北川源四郎 : R による時系列モデリング入門, 岩波書店, 315p., 2020.
 - 40) Rabinovich, A. B. and Eble, M. C.: Deep-ocean measurements of tsunami waves, A topical issue of *Pure and Appl. Geophysics*, Vol. 172, pp. 3281-3312, 2015.
 - 41) Greenspan, H. P.: The generation of edge waves by moving pressure distributions, *J. Fluid Mech.*, pp. 574-592, 1956.
 - 42) Ursell, F. : Edge waves on a sloping beach, *Proc. Roy. Soc., A*, Vol. 214, pp. 79-98, 1952.
 - 43) Eckart, C. : surface waves on water of variable depth, *Wave Rept. No.100*, Scripps Inst. Oceanogr., Univ. Calif., 99p, 1951.

- 44) Izumiya, T.: Time-frequency analysis and decay properties of tsunamis, *J. of Japan Society of Civil Engineers, Division B*, Vol. 9, No. 1, pp. 113-124, 2021.
- 45) 相田 勇：小笠原の津波の高さについて，津波工学研究報告，第9号，pp. 137-149, 1992.
- 46) 谷川正覚，山城 徹，上宇都瑞季，加古真一郎，濱添洸也：奄美大島小湊漁港における夏季に発生する副振動の数値計算，土木学会論文集B3（海洋開発），Vol. 74, No.2, pp. I 533- I 538, 2018.
- 47) 永井紀彦，里見 茂：2005年宮城県沖の地震津波の観測結果，港湾技術研究所資料，No. 1119, pp.1-35, 2006.