

重力と水準高の時間変動に関する考察とその造溝地域への適用

著者	田中 穰
雑誌名	鹿児島大学理学部紀要=Reports of the Faculty of Science, Kagoshima University
巻	36
ページ	89-102
別言語のタイトル	Consideration on the Relationship between Temporal Changes of Gravity and Leveled Heights and its Application to Tectonic Regions
URL	http://hdl.handle.net/10232/00003316

重力と水準高の時間変動に関する考察 とその造溝地域への適用

田 中 穰¹⁾
(2003年9月20日受理)

Consideration on the Relationship between Temporal Changes of Gravity and Leveled Heights and its Application to Tectonic Regions

Minoru TANAKA¹⁾

Abstract

From the relationship between temporal changes of gravity and leveled heights in tectonic region, a new practical equation for detecting temporal change in orthometric height, which provides unstable modes of vertical crustal movement in a special case, i.e., growing gravity-induced orthometric height decay instability is presented. This instability generates at the time of the maximum growing geoid level so as to stabilize the geopotential in the area and to regulate further crustal upheaval and returns from the high unstable level to the initial linear stable level, generating the earthquakes around the zone of increasing geoidal undulation.

By making some assumptions to solve this equation, unstable fluctuation mode and strong instability mode were estimated to occur with periods of 15-17 years and 44-46 years, respectively, basing on the 7-8 year phase difference of crustal deformation under the assumption of the earthquake recurrence period of 117 years in the Nankai-Tokai zone. It is pointed out that the occurrence mode of the large anomalous crustal deformation, which may be related to the great earthquake, can be, conversely, estimated by the sequential mode analyses from these superposed instability modes within a few years deviation.

Keywords : temporal changes of gravity and leveled heights, growing gravity -induced orthomrtic height decay instability, earthquake prediction in tectonic region

1. はじめに

最近, GPS により高精度な楕円体高変動の検出が可能になった。このため, ジオイド面からの高さを決める従来の水準測量による標高変動に加えて, GPS 観測による楕円体高変動が決定されるので相互の高さ変動を相対的に比較・決定できるようになった。最近約5年間のGPSと水準測量による掛川~御前崎間の上下変動の比較は, 本来一致すると考えられていたが, 両者の経年変動率の差は1 mm/yr でGPSの方が水準に比べて大きく検出されている(国土地理院, 2002A; 呉・他, 2003)。

現在原因は不明であるが, これらの観測事実はそれぞれ異なった手段で異なった高さの基準から測定しているので高さの時間変動に関し本質的に重要な問題を含んでいる。

そこで, GPSと水準測量による楕円体高と標高の経年変動をそれぞれの基準に基づいて考察し, 高さの時間変動に関する相互関係(Tanaka, 2000)を再考察し, 新しく, '標高変動不安定'として提出した。長期間にわたり成長する重力変動を仮定すると, そこから生ずるジオイド面の膨らみ変動の最大になる時点で, 隆起した標高変動(デイレテーションを示す)は, 標高崩壊不安定

¹⁾ 鹿児島大学理学部地球環境科学科 〒890-0065 鹿児島市郡元1-21-35

を引き起こし不安定となり初期状態に戻ることが分かった。

この結果に関する地殻活動モードとその不安定について広域地殻変動の立場から考察したので報告する。

2. 成長する重力の時間変動から誘起される標高の時間変動式の導出

最近の広域地殻変動は、Murakami and Miyazaki (2001), 国土地理院 (2002 A), 田中 (2003), 他により報告されている。本稿では、扱い方法がこれまでとは全く異なる視点、即ち、Robertson (1972), Angus-Leppan (1972) による辺長比法的な視点を参考に、重力の増大変動によるジオイド面の盛り上がりから生ずる地殻上下変動の揺らぎを、摂動法により正規高/標高の比として理論的に考察してみる。また、成長する重力変動によるジオイド面の盛り上がりはそこでの不安定な形を等重力ポテンシャル面の安定化した形に戻すため、長期間で変動を引き起こし、ジオイド面も一定になるという仮定にたっている。

九州地方の地殻変動の解析からジオイド膨らみと面積膨張と隆起が概ね似た傾向を示し、成長するジオイドの膨らみから生ずる面積膨張の目玉の周りで地震を発生させ活断層を生ずることが主張されている (田中, 2000)。等重力ポテンシャル場では、重力の増大変動があればそこでジオイド面が盛り上がり物理測地学の関係式に基づいて地殻上下変動を評価できる。

Heiskanen and Moritz (1967), 萩原 (1981), Heck and Mälzer (1983), Arnold (1986), Vaniček (1987), 黒石 (2000) を参照しながら、時間変動の重力-標高の関係を考察し、新しい式の導出を試みる。

ここでは重力の増大変動によって生ずるジオイド盛り上がりを仮定し、その最大になる時点で引き起こされる標高変動は不安定性を有していることを第一近似の摂動法を用いて示す。

2-1. 等重力ポテンシャル面に準拠した時間変動の重力-標高に関する考察

本稿は、等重力ポテンシャル面に準拠した重力と標高の時間変動について考察する。

GPS による楕円体面を基準にしたそれぞれの高さの時間変動を Fig. 1 のように考慮し、新旧の変動をそれぞれ P_2 面と P_1 面で示すと、楕円体高の時間変動、つまり GPS による上下変動は $h_2 - h_1 = \partial_t h$ で与えられる。 ∂_t は新旧の変動の時間変動を示す。以下同様に考えると、ジオイド高変動を $\partial_t N$, 標高変動を $\partial_t H$, 正規高変

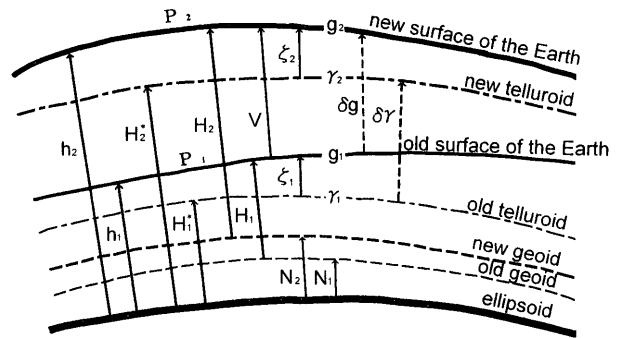


Fig.1. The geoid at a depth H below the earth's surface and the relationship of the ground level anomalies to the ellipsoid. H , N , ζ and H^* show orthometric height, geoidal undulation, height anomaly and normal height, respectively. The ellipsoidal height, h above the ellipsoid is given by $h = H + N = H^* + \zeta$. Vertical crustal movement v is given by $h_2 - h_1$.

動を $\partial_t H^*$, テルロイドの変動を $\partial_t \zeta$, 重力変動を $\partial_t g$, 正規重力変動を $\partial_t \gamma$ とし、地殻上下変動 v を $\partial_t h$ とすると下記が成り立つ。

$$v = \partial_t h = \partial_t H + \partial_t N = \partial_t H^* + \partial_t \zeta \quad (1)$$

これから進める過程で必要な関係式のうち、よく使われる重力 g と正規重力 γ については

$$g/\gamma = (g - \gamma + \gamma)/\gamma = 1 + \Delta g_B/\gamma \quad (2)$$

ここで $\Delta g_B = g - \gamma$ である。正規高 H^* は下記で与えられる。

$$H^* = H(g/\gamma) \quad (3)$$

まず始めに正規高 H^* について考察する。これを時間微分すると(2)と(1)式を用いて

$$\begin{aligned} \partial_t H^* - \partial_t H &= (\Delta g_B/\gamma) \partial_t H + H \partial_t (\Delta g_B/\gamma) \\ &\quad - H(\Delta g_B/\gamma) \partial_t \gamma/\gamma = \partial_t N - \partial_t \zeta \end{aligned} \quad (4)$$

(4)式の右辺について概算を試みることにする。

いま、 $\Delta g_B = g - \gamma = \partial \delta T / \partial r$ とおくと $\Delta g_B = \gamma \partial (\delta T/\gamma) / \partial r = \gamma \partial \zeta / \partial r$ より

$$\Delta g_B/\gamma = \partial \zeta / \partial r \quad (5)$$

が求められる。(5)式において、 $dr = dH$ とおき、 dH (本来は dh) の積分をすると

$$\zeta \text{ (or } N) = H(\Delta g_B/B/\gamma) \quad (5')$$

(4)式の右辺第3項で正規重力勾配は一定とし、下付文字を省略すると、

$$H(\Delta g_{ii}/\gamma)\partial_i \gamma/\gamma = (\zeta/\gamma)(\partial \gamma/\partial r)\partial_i H$$

これを(4)に代入するとジオイドの変動に関して下記が導出される。

$$\partial_i N = \partial_i \zeta + \partial_i H \cdot \partial \zeta/\partial r + H\partial_i \Delta g_{ii}/\gamma - (\zeta/\gamma)(\partial \gamma/\partial r)\partial_i H \quad (6)$$

(6)式は NASA の Geopotential Model EGM96 (July, 1998) では、下記のように、補正項としている。

$$\begin{aligned} C_1 \text{補正} &= \partial_i H \cdot \partial \zeta/\partial r \\ C_2 \text{補正} &= -(\zeta/\gamma)(\partial \gamma/\partial r)\partial_i H \quad (\text{ミスプリ修正}) \\ C_3 \text{補正} &= H\partial_i \Delta g_{ii}/\gamma \end{aligned}$$

NASA Model では $\partial_i H = h$, $\zeta = \zeta^*$ とする。しかしこれらの補正項は

$$\zeta = \zeta_z + \partial/\partial r \{h \cdot (T/\gamma)\} \quad (7)$$

とすると全ての補正項が導出される。但し $T/\gamma = \zeta$ とする。なお、(4)から

$$\partial_i H^*/\partial_i H = 1 + \Delta g_{ii}/\gamma + (\partial_i \Delta g_{ii}/\gamma)(H/\partial_i H) - H(\Delta g_{ii}/\gamma)(\partial_i \gamma/\gamma)/\partial_i H \quad (8)$$

が求められるので、上式の右辺第4項に $\partial_i H^* = \kappa_3 H^*$ ($\partial_i \gamma/\gamma$) (後述する) を代入すると

$$H(\Delta g_{ii}/\gamma)(\partial_i \gamma/\gamma)/\partial_i H = (\partial_i H^*/\partial_i H) \kappa_3^{-1} (\Delta g_{ii}/g) \quad (9)$$

となる。(9)式を(8)式に代入すると

$$(1 + \kappa_3^{-1} (\Delta g_{ii}/g)) \partial_i H^*/\partial_i H = 1 + \Delta g_{ii}/\gamma + (\partial \Delta g_{ii}/\gamma)(H/\partial_i H) \quad (10)$$

即ち、

$$\partial_i H^*/\partial_i H = 1 + \Delta g_{ii}/\gamma + (\partial \Delta g_{ii}/\gamma)(H/\partial_i H) - \kappa_3^{-1} (\Delta g_{ii}/g) \quad (10)'$$

となる。 $\Delta g_{ii}/\gamma \gg \kappa_3^{-1} (\Delta g_{ii}/g)$ であるが、いま、 $\partial_i H = \kappa_2 H(\partial g/g)$ (後述する) を参考にして、 $\kappa_2^{-1} = (H/g_0)(\partial \Delta g_{ii}/\partial H)$ と置き、(5)(5)'式を(10)'に代入すると

$$\partial_i H^*/\partial_i H = 1 + \zeta/H + \kappa_2^{-1} - (\zeta/\gamma)(\partial \gamma/\partial r)(\partial r/\partial_i H) \sim k_1 \quad (11)$$

$\partial r \sim \partial h \sim \partial_i H$ とする。 $\partial h \sim \partial_i H^* \sim k_1 \partial_i H$ のとき k_1 は(11)で与えられる。

$\partial_i H^* - \partial_i H$ を求めると、 $\kappa_3^{-1} (\Delta g_{ii}/\gamma) \sim (\zeta/\gamma) \cdot$

$(\partial \gamma/\partial r)$ であるから

$$\begin{aligned} \partial_i H^* - \partial_i H &= (\kappa_2^{-1} + \zeta/H - (\zeta/\gamma)(\partial \gamma/\partial r))\partial_i H \\ &= (\kappa_2^{-1} + \zeta/H - (\zeta/H)H(\partial \ln \gamma/\partial r))\partial_i H \\ &= (\kappa_2^{-1} + \zeta/H(1 - H(\partial \ln \gamma/\partial r)))\partial_i H \\ &= \partial_i N - \partial_i \zeta \end{aligned} \quad (12)$$

である。Geoidal height $\partial_i N$ と Height anomaly $\partial_i \zeta$ の項は(12)式におけるその対応関係からのみ判断すると

$$\partial_i N \sim \kappa_2^{-1} \partial_i H \quad (13)$$

$$\partial_i \zeta \sim -(\zeta/H)(1 - H(\partial \ln \gamma/\partial r))\partial_i H \quad (14)$$

が推定される。(14)式から大凡 $\partial_i \zeta \sim \partial_i H (\zeta/H)$ であることが分かる。これで $\partial_i \zeta$ に関する近似的補正式が新しく導出された。いま、(1)式で $g/\gamma \gg \zeta/H$ と仮定すると下記の式が得られる。

$$\begin{aligned} \partial_i h &= \partial_i H^* + \partial_i \zeta \sim \\ &\partial_i (H(g/\gamma + \zeta/H)) \sim \partial_i H^* \end{aligned} \quad (15)$$

(15)式は(11)式より第一近似の範囲内では、下記となる。

$$\partial_i h \sim \partial_i H^* \sim k_1 \partial_i H \quad (16)$$

(16)式で $g/\gamma \gg \zeta/H$ の時は $\partial_i h \sim \partial_i H + \partial_i N \sim \partial_i H^*$ だから(4)式中辺の第1項と第3項を $\partial_i H$ に比べて無視すると結局(14)式を無視したことになり $\partial_i N \sim H\partial_i (\Delta g_{ii}/\gamma)$ が導出される。(13)式を考慮すると

$$\partial_i H \sim \kappa_2 \partial_i N \sim \kappa_2 H\partial_i (\Delta g_{ii}/\gamma) \quad (17)$$

が成立している。本論文は基本的に(17)式について考察したものである。

2-2. スケール係数からみた時間変動の重力-標高に関する考察

ジオイド高の時間変動 $\partial_i N$ は、標高の時間変動 $\partial_i H$ に比べて通常 10^{-3} 程度のオーダーなので無視すると摂動の第一近似で(1)式は $\partial_i h \doteq \partial_i H$ となる。(15)式から $\partial_i h \doteq \partial_i H^*$ 、即ち、 $\partial_i N \doteq \partial_i \zeta$ となるが $\partial_i H^* \neq \partial_i H$ である。前述した(11)式で示すように、

$$\partial_i h \doteq \partial_i H^* = k_1 \partial_i H \quad (16)$$

と置く。但し、 k_1 は $k_1 = 1 + \Delta k + \Delta k^2 + \dots$ と仮定し、 $\Delta k \ll 1$ とする。

一方、重力変動 $\partial_i g$ は新旧のジオイド面からの同一鉛直点での変動とすると標高変動に変換するスケール常

数 k_2 とすれば $\Delta k \sim k_2^{-1} \ll 1$ では、粗すぎる近似であるが

$$\begin{aligned} (H_2 - H_1)/H_1 &= \partial_1 H/H \doteq k_2 (g_2 - g_1)/g_1 = k_2 \partial_1 g/g \\ \partial_1 H &\doteq k_2 H \partial_1 g/g \end{aligned} \quad (18)$$

(18)式は P_2 面と P_1 面に置ける変動を g_2 と g_1 とすれば、粗い近似では、 $g_2 - g_1 = -\partial g/\partial H (H_2 - H_1)$ であるから $d_1 \Delta g = (\partial g/\partial H) d_1 H$ となることが容易に求められる。但し、 $k_2^{-1} = (H/g) (\partial g/\partial H)$ である。

他方、正規重力の変動 γ_2 と γ_1 は楕円体面から新旧のテロイドまでの変動であるから正規高変動に変換するスケール因子を k_3 とすると、

$$\begin{aligned} (H_2^* - H_1^*)/H_1^* &= \partial_1 H^*/H^* \doteq k_3 (\gamma_2 - \gamma_1) \\ / \gamma_1 &= k_3 \partial_1 \gamma / \gamma = k_3 (g/\gamma) \partial_1 \gamma / g \end{aligned}$$

となり、下記が導出される。

$$\begin{aligned} \partial_1 H^* &\doteq k_3 H^* \partial_1 \gamma / \gamma \doteq k_3 H (g/\gamma)^2 (\partial_1 g/g) \\ (1 - \partial_1 \Delta g_B / \partial_1 g) \end{aligned} \quad (19)$$

但し、 $k_3^{-1} = (H^*/\gamma) (\partial \gamma / \partial H^*)$ である。

そこで、これまで述べてきたスケール係数 k_1 、 k_2 、 k_3 の関係について述べる。先述したように、従来とは異なる観点から、(16)、(18)、(19)式で(11)式を考慮すると、 k_1 と k_2 の関係が $k_2 \gg 1$ (H の時)、 $k_3 \gg 1$ (H^* の時)、 $\Delta k \ll 1$ の場合には下記で与えられると仮定する。

$$\begin{aligned} k_1 &\doteq 1 + \Delta k + \Delta k^2 + \dots \doteq 1 + 1/k_2 + \dots \\ &\doteq 1 + 1/k_3 + \dots \end{aligned} \quad (20)$$

いま、第一近似で $1/k_2 \doteq \Delta k$ の関係があるとすると(1)と(16)式から第一近似での標高変動は下記で与えられる。

$$\partial_1 H \doteq k_2 \partial_1 N \quad (21)$$

従って、(18)式からジオイド高の時間変動として第一近似で下記が導出される。

$$\partial_1 N \doteq H \partial_1 g/g \quad (22)$$

$\partial_1 g \sim \partial_1 \Delta g_B$ の粗い近似の場合には(13)式は(22)式と一致する。(16)式から(17)式が導出される。これで相互の係数間の関係が大凡明らかになったと考える。

さて、(18)式の $\partial_1 g$ について若干考察してみよう。

(18)式において標高 $H_{1,2}$ における重力観測値 g_1 、 g_2 を等重力ポテンシャル上の重力観測値(下付小文字 $g_{01,02}$ を付ける)に下方接続するには、萩原(1981)により

$$g_{01} = g_1 - 2\pi \rho_1 G H_1 + \rho' T_1 + \beta' H_1 \quad (23)$$

$$g_{02} = g_2 - 2\pi \rho_2 G H_2 + \rho' T_2 + \beta' H_2 \quad (24)$$

$\beta' = -(\partial \Delta g / \partial z)_{z=H}$ とし、 β' はこの前後で一定とする。T は単位密度 ρ' の地形に関する補正量、 $\partial_1 \rho$ は一定と仮定する。簡単のためジオイド面に関する起伏は無視する。 $b = 2\pi \rho G - \beta'$ (Arnold(1986)も参照)で、地形補正項の $\rho' \partial_1 \Delta T$ はほぼ0のため無視する。 $\partial_1 \Delta g = g_2 - g_1$ と置く。密度変化項は $2\pi G H \rho_0 \sim \Delta g_0$ と置く。と $\partial_1 \Delta g_{\Delta \rho} = 2\pi G H \partial_1 \rho \sim \Delta g_0 \partial_1 \rho / \rho_0$ より

$$\begin{aligned} \partial_1 \Delta g_0 &= g_{02} - g_{01} = (g_2 - g_1) - (2\pi \rho G - \beta') \cdot \\ &\quad \partial_1 H - \partial_1 \Delta g_{\Delta \rho} \\ &= \partial_1 \Delta g - b \partial_1 H - \partial_1 \Delta g_{\Delta \rho} \end{aligned} \quad (25)$$

右辺第3項は密度一定の時は無視される。いま $\partial_1 \Delta g_0 + \partial_1 \Delta g_{\Delta \rho} \sim a$ (一定) と仮定すると

$$\partial H = \partial_1 \Delta g / b - a/b \quad (26)$$

(26)式は後述する(36)式の Heck and Mälzer(1983)の式と同じである。 a/b 項は位相のずれた部分のみを与えるから、相対的変動では $\Delta g - a$ と置き a に乗った相対的変動とすれば、 a は考慮しなくてよいと考える。

一方、(10)'式から右辺第4項は小さいので省略すると $\partial_1 H^* / \partial_1 H$ は下記となる。

$$\partial_1 H^* / \partial_1 H = 1 + \Delta g_B / \gamma + (H \partial_1 \Delta g_B / \gamma) / \partial_1 H \quad (27)$$

いま、(18)/(19)の式から $\partial_1 g/g$ のみを消去しスケール係数 k_2 と k_3 の比 k_3/k_2 を求めると

$$\begin{aligned} (k_3/k_2) &\doteq (\partial_1 H^* / \partial_1 H) / \{ (g/\gamma)^2 \\ &\quad (1 - \partial_1 \Delta g_B / \partial_1 g) \} \end{aligned} \quad (28)$$

が得られる。(28)式に(27)式を代入し、(2)式に注意し、 (k_3/k_2) を更に求めると

$$\begin{aligned} (k_3/k_2) &\doteq (\gamma/g)^2 \{ 1 + \Delta g_B / \gamma + (H \partial_1 \Delta g_B / \gamma) / \\ &\quad \partial_1 H \} / (1 - \partial_1 \Delta g_B / \partial_1 g) \\ &\doteq 1 - (\Delta g_B / g) + (H \partial_1 \Delta g_B / \gamma) / \\ &\quad \partial_1 H + \partial_1 \Delta g_B / \partial_1 g + \dots \end{aligned} \quad (29)$$

(29)式から等重力ポテンシャルに準拠した $\partial_1 H$ を求めると近似的に下記が導出される。

$$\begin{aligned} \partial_1 H &\doteq (k_3/k_2 - 1 + \Delta g_B / g - \partial_1 \Delta g_B / \partial_1 g)^{-1} \\ &\quad H \partial_1 \Delta g_B / \gamma \end{aligned} \quad (30)$$

通常は時間微分を含む $\partial_1 \Delta g_B / \partial_1 g$ の項は無視できるので、 k_3/k_2 は第一近似で1である。が、これから進め

る方向を分かり易く示すため $\partial_t H$ でまとめて示した。

スケール係数という処方箋を導入して診断した重力一標高の時間変動式は、ゆっくり成長する $\partial_t \Delta g_B / \partial_t g$ により長期的に非平衡となり不安定となることが分かる。そこで下記のように試行的に考察する。

(I) スケール係数が $k_2 \sim k_3$ の場合；時間変動項を無視すると(2)式より通常の下記が得られる。

$$\begin{aligned} \partial_t H &\doteq (\Delta g_B / g)^{-1} (g / \gamma) H \partial_t \Delta g_B / g \\ &\doteq (\Delta g_B / g)^{-1} H \partial_t \Delta g_B / g \end{aligned} \quad (31)$$

(II) スケール係数が $k_2 \doteq \gamma$ 、 $k_3 \doteq g$ に比例する場合；時間変動項を無視すると(31)式の左辺の分母は $(2 \Delta g_B / g)^{-1}$ となる。これは(I)と変わらない。

(III) スケール係数が $k_2 \doteq g$ 、 $k_3 \doteq \gamma$ の場合；時間変動項のみで分母の係数が0に近づき不安定となる。即ち、 $\partial_t \Delta g_B / \partial_t g$ により $\partial_t H \doteq -(g / \gamma) H \partial_t g / g \doteq -(g / \gamma) \partial_t N$ となり、 $\partial_t H + \partial_t N \doteq (\Delta g_B / \gamma) \partial_t N \doteq 0$ より $\partial_t h \doteq 0$ となり初期状態に戻る。即ち、成長する重力変動から生ずるジオイド変動誘因の上下変動不安定モードが指摘される。 $\partial_t N$ は(17)式ないしは(21)式で与えられ、この不安定モードについては後章で論ずる。

そこで再度スケール係数 $k_2 k_3$ も含めてもう少し厳密に考えてみよう。

萩原(1981)は、ジオイド面の起伏を無視して地表面上で与えられるブーゲー異常 Δg_B をジオイド面上のブーゲー異常 Δg_0 に引き直したとき、 $H \Delta \beta$ の補正が必要であることを示した。即ち、

$$\Delta g_0 = \Delta g_B - H \cdot \Delta \beta \quad (32)$$

但し、 $\Delta \beta = -(\partial \Delta g / \partial z)_{z=H}$ でブーゲー異常の重力鉛直勾配の異常を示す。

いま、 $\Delta \beta$ は時間に関し一定とすると、ジオイド面上のブーゲー異常 Δg_0 から見た地表のブーゲー異常 Δg_B の時間変動は下記で与えられる(導出は後述する)。

$$\partial_t \Delta g_B - \partial_t \Delta g_0 = \partial_t H \cdot \Delta \beta \quad (33)$$

$\Delta g_0 \doteq$ 一定、 $\partial_t \Delta g \doteq \partial_t (\Delta g_B - \Delta g_0)$ とし、いま $k \doteq (g_0 / H \Delta \beta)$ と置くと

$$\begin{aligned} \partial_t H &\doteq (1 / \Delta \beta) \partial_t \Delta g \doteq H (g_0 / H \Delta \beta) \partial_t \Delta g / g_0 \\ &\doteq H k \partial_t \Delta g / g_0 \end{aligned} \quad (34)$$

となるがこの場合には(34)式で $k_2 \doteq k$ とする。ブーゲー異常の時間変動 $\partial_t \Delta g$ の場合には、(30)のスケール係数を逆数にして相互比較からその次元関係をみると

$$\begin{aligned} k^{-1} &= ((k_3 - k_2) / k_2 + \Delta g_B / g) = (k_3 / k_2 - \gamma / g) \\ &\doteq H \Delta \beta / g_0 \end{aligned} \quad (35)$$

となる。即ち、 $(k_3 / k_2 - \gamma / g) / H \doteq \Delta \beta / g_0$ から、第一近似では $k_3 / k_2 \doteq 1$ で(I)となることが分かる。 $k_2 \doteq g$ とすると、 k_3 が $g \rightarrow \gamma \sim 10^{-3}$ のオーダーで変動する時は $\partial_t \Delta g_B / \partial_t g$ の項から(III)となる。即ち、重力の増大変動が仮定できればジオイドの盛り上がり変動から生ずる上下変動不安定が示唆される。

2-3. 時間変動の重力一標高に関する考察

Heck and Mälzer(1983)は、Heiskanen and Moritz(1967)や萩原(1978)の重力と標高変動に関する経験式をもとに時間変動のジオイド高の重要性を指摘し、下記の式

$$\partial_t H = \partial_t g / b - a / b \quad (36)$$

$$\partial_t h = \partial_t H + \partial_t N \quad (37)$$

から $\partial_t N$ を求めた。 a 、 b は定数で、 a / b の項は上記の(37)式で $\partial_t N$ 項を考慮すると互いに消去されると指摘している。水準高に対する寄与は 3×10^{-3} 程度であるが、距離が長くなると系統的誤差として効いてくるので無視出来ないことを北海道東部のデータを使って厳密に解いて指摘した。この方式は $\partial_t N$ をストークス積分により厳密に計算するので不安定モードを求めるような扱いは出来ない。(24)と(25)式、または(33)で $a = \partial_t \Delta g_0 \sim \partial_t \Delta g_0 + \partial_t \Delta g_{\Delta \rho}$ 、 $b \sim \Delta \beta \sim 2 \pi \rho G \beta'$ と置けば(36)式となる。

一方、Arnold(1986)は、楕円体をlevel ellipsoidと仮定し、そこからの正規高変動を扱い、標高変動 $H_2 - H_1$ やジオイド高変動 $N_2 - N_1$ は計算していないが、Fig 1に示した P_2 面と P_1 面における変動、 $\partial_t \Delta g_F = (\Delta g_F)_2 - (\Delta g_F)_1$ をフリーエア重力異常変動、 $\delta T = T_2 - T_1 \sim D$ を重力擾乱ポテンシャル変動とし、物理測地学の基礎方程式より

$$\partial_t \Delta g_F = -\partial_t D - (2/r)D = (g - \gamma)_2 - (g - \gamma)_1 \quad (38)$$

を理論的に解いている。その結果、下記の式を導出した。

$$-\partial_t g - B \partial_t H^* = K_1 \doteq \partial_t D_{\kappa} / \partial r - K_2 \quad (39)$$

ここで $\partial_t g = g_2 - g_1$ で $B = 0.3086 - 0.1119 = 0.1967$ mgal/mである。 D_{κ} は $D_{\kappa} = D - D_b$ で与えられ、地殻内部物質の変動による重力変動量とする。 D_b は新旧間における地表物質の重力変化量である。 K_2 は K_1 と比較して

小さいオーダーで2次の広域(グローバル)項である。1000~2000kmの波長では無視できないとArnold(1986)は指摘している。

正規高変動 $\partial_t H^* = \partial_t H + \partial_t N - \partial_t \xi \doteq \partial_t H$ と近似的に見なしてよいと考える。

なお、 D_k に関して、地表下のある深さ Q_i 点に凝縮した多重質量 m_i のポテンシアルによる地表点Pでの D_k (P)は

$$D_k(P) = G_0 \sum m_i (1/r(P, Q_i)) \quad (40)$$

で近似される。そのr方向の時間微分は

$$\begin{aligned} \partial_t D_k / \partial r &= G_0 \sum m_i \partial / \partial r_p (1/r(P, Q_i)) \\ &= -\partial_t g - B \partial_t H^* \end{aligned} \quad (41)$$

で与えられる。このようにArnold(1986)は経験式(36)式を発展させた。

さて、Arnold(1986)の手法に従って、再度、萩原(1981)によるジオイド上に引き直した(32)式の時間変動に関する(33)式の導出を試みる。ここでは P_1 面と P_2 面そのものが変動するとし、それぞれのジオイド上の時間変動項に下付符号 $_{01,02}$ を付ける。(23)~(25)式を参照する。

正規重力の変動は、 P_1 面と P_2 面の変動で正規重力勾配を一定と仮定すると下記で与えられる。

$$\begin{aligned} \gamma_{01} &= \gamma_1 + H^* (\partial \gamma / \partial z) = \gamma_1 - \beta H^* \\ \gamma_{02} &= \gamma_2 + H^* (\partial \gamma / \partial z) = \gamma_2 - \beta H^* \end{aligned}$$

$\beta = -(\partial \Delta \gamma / \partial z)_{z=H}$ とし、 β はこの $_{01,02}$ の変動前後で一定とすると

$$\partial_t \gamma_0 = \gamma_{02} - \gamma_{01} = \gamma_2 - \gamma_1 - \beta \partial H^*$$

一方、 g_1 と g_2 についても同様に

$$\begin{aligned} g_{01} &= g_1 - \beta' H_1 \\ g_{02} &= g_2 - \beta' H_2 \end{aligned}$$

$\beta' = -(\partial \Delta g / \partial z)_{z=H}$ とし、 β' はこの前後で一定とすると

$$\partial_t g_0 = g_{02} - g_{01} = (g_2 - g_1) - \beta' \partial H$$

これらを(38)式に代入すると $\partial_t D / \partial r + (2/r)D = -\partial_t \Delta g_F$ に注意して

$$\begin{aligned} \partial_t \Delta g_F &= \partial_t g_0 - \partial_t \gamma_0 = \partial_t \Delta g_{B0} \\ &= (g_2 - \gamma_2) - (g_1 - \gamma_1) + \beta \partial H^* - \beta' \partial H \end{aligned}$$

いま、 $\Delta g_{B2} = g_2 - \gamma_2$ 、 $\Delta g_{B1} = g_1 - \gamma_1$ とすると

$$\begin{aligned} \partial_t \Delta g_{B0} &= \Delta g_{B2} - \Delta g_{B1} + \\ &\quad \beta (\partial_t H + \partial_t N - \partial_t \xi) - \beta' \partial_t H \end{aligned}$$

ここで、更に $\Delta \beta = \beta' - \beta$ 、 $\partial_t \Delta g_B = \Delta g_{B2} - \Delta g_{B1}$ と置くと、(39)式を考慮して

$$\partial_t \Delta g_{B0} = \partial_t \Delta g_B - \Delta \beta \partial_t H \sim \partial_t D_k / \partial r \quad (42)$$

が導出され、(33)式と一致する。 $\beta (\partial_t N - \partial_t \xi)$ の項は $\beta H_0 \partial_t \Delta g / \gamma$ なので右辺第一項と比べて小さいので無視する。(42)式の $\partial_t \Delta g_{B0}$ を球源モデル(前述)や円筒モデルや薄板円筒モデル(Whitcomb, 1976)で求めれば、マグマの深さや広域変動等に関する新しい概算が可能になる。

$\partial_t D_k / \partial r$ は(1)質量移動がないとき(2)密度の変動がないとき、の場合は $\partial_t D_k / \partial r \doteq 0$ となるが、 $\partial_t D_k / \partial r \neq 0$ の場合で最も簡単な(3)一定密度の貫入のみで $\partial_t D_k / \partial r \doteq \partial_t \Delta g_{B0} \doteq$ 一定、と仮定し(42)式、即ち、(36)式の $\partial_t \Delta g$ と標高の経年変化項 $\partial_t H$ について最も簡単な場合について平衡~非平衡系物理学的に考察する。造溝地域や火山地域は(3)の場合でよいと考える。

3. 火山地域における成長する重力変動による地殻上下変動

ここで求めたジオイド高の時間変動 $\partial_t N$ は(13)と(17)式から下記で与えられる。

$$\partial_t N \doteq H \partial_t \Delta g / g_0 \quad (43)$$

火山地域ではマグマ貫入により過重質量による重力変動から地表の等重力ポテンシアルの盛り上がりが生ずる(萩原・友田, 1986)。

マグマ貫入による球形物質の中心から地表までの深さを D_H とすると等重力ポテンシアルの盛り上がりは過重質量による重力変動(いま、 $\partial_t \Delta g \doteq \eta \partial_t \Delta g_B$ と仮定し、 η は重力変動観測値 $\partial_t \Delta g$ とそこでのブーゲー勾配の重力変動 $\partial_t \Delta g_B$ の比で、桜島では石原・他(1995)の結果から $\eta \sim 6$ と推定する)のため最大で $\partial_t \Delta g \sim \partial_t \Delta g_B$ とすると

$$\begin{aligned} \partial_t N_{\max} &\doteq D_H \partial_t \Delta g_B / g \doteq \\ &\quad (\xi / \eta) (\gamma / g) H_0 \partial_t \Delta g / \gamma \end{aligned} \quad (44)$$

で与えられる。但し、 $\xi = (D_H / H_0)$ とする。火山地域では等重力ポテンシアルの盛り上がり k 倍したものが地殻上下変動で我々はこれを観測していると仮定すると、

$$\partial_t H \doteq k' \partial_t N_{\max} \doteq (\xi/\eta)(\gamma/g)k'H_0 \partial_t \Delta g/\gamma \quad (45)$$

重力の時間変動に対して、 $\gamma/g \doteq 1$ 、 $k \doteq k'(\xi/\eta)$ とすると、ここでは (ξ/η) 倍異なるが、ここでは η が大きいので大凡 $(\xi/\eta) \doteq 1$ となっている。重力変動から決める D_{II} は桜島では、 $\eta \doteq 6$ 、春田山 $H_0 \doteq 410\text{m}$ とすると $D_{II}+H_0 \doteq 2.9\text{km}$ となる。茂木モデルでは D_{II} が2.7~3kmである。 η が大きい場合には D_{II} が決めにくいので、観測量である標高 H を導入した。 $\partial \Delta g/\partial h$ と深さ D_{II} と H_0 との関係は局地的要素も大きく今後の課題である。これらの式を用いて、Tanaka(1997)、田中(1997)は桜島火山のジオイド変動と地殻上下変動を概算した。

このように重力と標高の時間変動に関する大凡の進める方向は示したが、以下に重力~標高の時間変動から生ずる不安定について考察してみよう。

4. 成長する重力変動によるジオイド膨らみから生ずる地殻上下変動不安定に関する考察

標高の経年変化項 $\partial_t H$ は、精密水準重力測量結果からスケール係数 k を無次元で仮定するとジオイド高揺らぎを k 倍した相対的標高変動は $\partial_t D_g/\partial r \doteq \text{一定}$ の場合には(42)を考慮した(36)ないしは(25)式から

$$\partial_t H = kH \partial_t \Delta g/g_0 \quad (46)$$

で与えられる。但し、 $k = -(\partial \Delta g/\partial H)^{-1} \times (g_0/H_0)$ である。 g_0 は平均重力を示す。 H は標高値である。時間変動の重力勾配 $\partial \Delta g/\partial H \sim \Gamma$ は萩原(1978)によっても与えられている。(39)式で、 $\partial_t g$ を負符号とし、 $K_1 = -a$ 、 $\partial_t H^* \doteq \partial_t H$ と置くと Heck and Mälzer(1983)の(36)式となる。そこで、更に $bk = g_0/H_0$ 、 $\partial_t \Delta g = \partial_t g - a$ と置き換えると(46)式となるので、 a の定常的変動の上によって見た相対的変動のみを求めれば、 a の項、即ち、Arnold(1986)の(39)式の $K_1 \doteq \partial_t D_g/\partial r - K_2$ のグローバル項を含む項は相対的に省略してもよいと考えられる。これらを考慮しながら(46)式に基づいて一定変動ののった相対的な変動予測式を考察して見よう。 g_0 の下付き符号は省略する。

楕円体高の時間変動を国土地理院(2003A)の観測から定常的変動では現在 $\partial h = c$ (一定)として良いので、標高の時間変動 $\partial_t H$ を一次経年変化項 $\partial_t H_s$ と変動項 $\partial_t H_v$ に分けると次の式が仮定される。

$$\partial_t H = \partial_t H_s + \partial_t H_v \quad (47)$$

$$\partial_t h \doteq k_1 \partial_t H_s = c \quad (\text{一定}) \quad (48)$$

ここで、 k_1 は観測される時間変動率の標高と楕円体高の比でほぼ1に等しい値である。ジオイド項に比例する $\partial_t g$ に関しても同様に下記を仮定する。ジオイド高に変換する係数 H/g_0 はいま全項共通なので省略すると

$$\partial_t g = \partial_t \Delta g + \partial_t \Delta s_g = \partial_t \Delta g + a.$$

上式を(36)式に代入し、(47)式と(48)式を使うと相対的変動場のみ下記の式が得られる。

$$\partial_t H_v - kH \partial_t \Delta g/g_0 \doteq -\partial_t h/k_1 \doteq -c/k_1 \quad (49)$$

先述したように係数 k_1 を用いた $\partial_t N$ と $\partial_t H$ の導出は(20)から(22)式に示されている。特に、 $g/\gamma \gg \xi/H$ の場合には(17)式で与えられる。(49)式は(33)と(42)式を考慮し、 $\partial_t \Delta g_{N0} \sim \partial_t \Delta g_{NS}$ と仮定すると $\partial_t \Delta g_{NV}$ として同様に求めることができる。

これは重力と標高の変動に関し定常的変動の上ののって見た相対的時間変動場を記述する式である。(49)式の右辺は $\partial_t h \doteq -c/k_1$ より $h = h_0 - (c/k_1)t$ が得られる。重力の時間変動 $\partial_t \Delta g$ は、地殻活動サイクルの中で前兆変動として観測されていないけれども最近の地殻変動観測結果から次式を仮定する。 $\Omega = 2\pi/T_n$ で T_n を平均的地殻活動サイクル周期とし、 $\alpha = 2\pi/T_s$ の T_s を現在地殻変動から観測されている相対的揺らぎ周期、即ち、位相差とし、我々は地表の地殻変動の揺らぎを局所的短周期ジオポテンシャル変動としてマイクロガルオーダーの重力変動による正弦波の k 倍としてみていると仮定し、その時の不安定モードを求めることにする。

$$\partial_t \Delta g \rightarrow \partial_t \Delta v_g \cdot \sin(\Omega t - \alpha) \quad (50)$$

(50)式を(49)式に代入すると

$$\partial_t H_v - k(H/g_0) \partial_t \Delta v_g \cdot \sin(\Omega t - \alpha) \doteq -c \quad (51)$$

この解は Δv_g が一定の時にこれを Δg^0 で表すと簡単に下記のようなになる。

$$H_v = h_0 - (ct/k_1) + H_0 \sin(\Omega t - \alpha) \quad (52)$$

但し、 $H_0 = k(H/g_0) \Delta g^0$ はそこでのジオイド変動高から決定される代表的標高変動の振幅である。この式の形は国土地理院で御前崎の上下変動について既に解析が実施されている。

さて、プレート変動により振幅 H_0 そのものも変動している特別な場合を考察する。その場合定常的活動の中で場そのものもゆっくりと変動すると仮定する。一種の

パラメータ励起型の微分方程式を想定して考察する。国土地理院(2002A)による掛川～御前崎間における上下変動の年周変動の解析は(52)式の振幅 c/k_1 と H_0 が長期モードで変動することを示している。ここでは H_0 のみを扱う。

そこで今、 $t \rightarrow (\pi/2 + \alpha)/\Omega$ の時、即ち、 $\sin(\Omega t - \alpha) = 1$ に近づく時を考える。

$N_{\max} \equiv (H \Delta_v g^{\max}/g_0)$ と置き、微小量である N_{\max} は極大値付近で下記の式により代表されると仮定すると

$$k N_{\max} \equiv k(N + \Delta N) \equiv H^{\max} \equiv k N \mu \equiv \mu H_v \quad (53)$$

となる。但し、 $\mu = 1 + \Delta N/N$ で殆ど 1 に近い。このことは、後述するように現象論的には最大隆起時にマイナスステップ状の崩壊変動となることを意味する。従って、(51)式の左辺第 2 項は下記となる。

$$H_v^{\max} \equiv \mu H_v \sin(\Omega t - \alpha)$$

いま、プレート運動による揺らぎ変動(ここでは ∂H_v)と局所的に増大する重力による長周期ジオイド変動から生ずる標高変動(ここでは H_v^{\max})との位相の一致したモードを求めるため、これを(51)式に代入すると、極限値に近づく過程では、下記の式を得る。

$$H_v(1 - \mu \sin(\Omega t - \alpha)) \equiv h_0 - (ct/k_1) \quad (54)$$

従って、一様沈降の経年変動式は、 $\sin(\Omega t - \alpha)$ 項が 0 の時に揺らぎを示し、分母となる $1 - \mu \sin(\Omega t - \alpha)$ の項が 0 の時に不安定となり、

$$H_v \equiv |h_0 - (ct/k_1)| / (1 - \mu \sin(\Omega t - \alpha)) \quad (55)$$

一致したモードは、ジオイド面安定志向を逸脱すると安定のために規制し周りで破壊などを引き起こし初期状態に戻る。(55)式の右辺は、正弦項が 1 となった時、即ち、分母が 0 の時は(54)式から、 $\partial_t h \equiv 0$ に戻ることが分かる。即ち、“growing gravity-induced orthometric height decay instability” が最大隆起で同時に若干の位相遅れで生ずることが分かる。この不安定モードを検出することが重要と考える。また、正弦項が 0 の時は、揺らぎを示し定常変動となる。地殻変動の面積膨張が最大の時点でジオポテンシャルの規制により発達を抑えられ、初期値に戻ることが指摘される。Scholz et al (1973) や Fujita and Fujii (1973) の地震サイクルモデルにジオポテンシャル変動を加味した前兆を示す式となっている。実際の変動は μ が 1 付近でばらつくのでトリガー現象が発生すると考えられる。

いま、繰り返し地殻活動モードを $T_{\alpha i}$ 、位相差モード

を $T_{\alpha i}$ 、検出された不安定モードを t_i とすると(55)式の分母の項から $T_{\alpha i}$ に関して下記の関係が得られる。

$$t_i / T_{\alpha i} = 1 / T_{\alpha i} + 1/4 \quad (i = 1 \sim 3) \quad (56)$$

そこで(56)式を使って南関東や東海地域における周期的関係を仮定概算してみよう。

三宅や大島の約 20 年の活動周期や油壺や布良駿潮場固定点(2302)の潮位から求めた約 18～22 年の変動 (Tanaka and Gomi, 1989; 国土地理院, 2001) から Ω に 18～22 年、 α に 6～8 年 (海洋プレートと陸域プレートとの位相差) と仮定すると、 \sin 項が 0 になる揺らぎモードは 2.3～3.7 年、 \sin 項が最大になる不安定モードは 6.8～10.1 年となる。いま Ω を 22 年、 α を 7 年と仮定すると $t \sim 8.6$ 年となり、伊豆諸島域における M6 クラスの地震活動 (溝上, 2001) に近づくと考え。また、重ね合わせの原理からこの現象が長期間継続すると仮定すると、 t に 19～20 年、 α に 7～8 年とすれば逆に Ω は 48.4～53.3 年 (平均 50.8 年) (南関東では房総隆起や 1974 年伊豆半島沖地震の頃以降、1923 年関東大震災の余効変動が終わり、地殻変動モードが変わったことが推定される) となる。更に観測される Ω の次の Ω を求めるため、 t を 48.4～53.3 年、 α を 7～8 年とすると Ω は 123.2～142.1 年となる。南関東の地震周期はこの程度が想定される。

一方、東海～南海トラフでは、いま、 T_{α} を 117 年 (Rikitake, 1982) で T_{α} を 7～8 年と仮定すると \sin 項が 0 になる揺らぎモードは 15～17 年程度、 \sin 項が最大になる不安定モードは 44～46 年程度となる。これらの変動モードの根拠として、弧状スケールにおけるプレート運動による広域地殻変動のもとで、まず、19～20 年変動から太平洋プレート沿いにおける 1968～70 年タイプの活動が 1992～3 年に生ずることが示唆された (Tanaka and Imakiire, 1989; Tanaka and Gomi, 1989)。北海道・東北での 4 つの巨大地震の発生エネルギーは、弧状スケールではどこでも共通した状況下にあると考えられ、ブラックボックスである東南海・南海地震域を越えて、直接高角プレート潜り込み域の南海トラフ西部で活発化することが想定された。そこで変動の壺としての始良カルデラと桜島火山の活動変化は大きなモード変換する可能性を有していることが注目された。その後、桜島周辺におけるレーザ測距と GPS 観測による桜島～鹿児島大学間の短縮距離変化から、田中・他(1993)、最勝寺・他(1994)により 1993 年頃のモード変換の可能性が示唆された。大きな噴火サイクルは別として、江頭・他(1998)による同域における上下変動観測結果は、1980 年頃の隆起の極大から沈降に変わり、その後これまでの沈降から隆起への

火山変動の大きな節目としてそれが観測されたと考える。その結果、プレート運動の影響として、1944～6年以降1992～3年頃に上下変動パターンが変わっており、南海トラフ西部域では約46年モードがあることが指摘された。6～8年モードは19～20年変動から励起され、広域プレート変動として指摘されている(田中, 1994; 田中, 2003)。従って、(56)式では観測結果として $t \approx 46$ 年、 $T_n \approx 6 \sim 8$ 年とすると $T_n \approx 110 \sim 123$ 年となる。最近観測から指摘されている約4年モード(防災科学技術研究所(2002), 名古屋大学(2002))を T_n に代入し、この状況が継続すると仮定し上述の $t = 46$ 年を代入すれば、 $T_n = 92$ 年となる。位相が短縮してくる時は要注意である。精密観測から各モードのモードモード変換から地殻活動モードを精査することが重要である。特に潮位大変動は前回1985年頃だった。次は2004～5年頃に生ずると想定される。約20年毎の過去の変動例をよく見て、今後の潮位から求めた地殻上下変動の繰り返し時期の広域的な影響を見極めることが重要と考える。現実のデータから逐次的に近似度を高め反芻的に繰り返すことにより短期数年予測が追跡できると考える。上下変動が異常変動かどうかはパラメータ励起による振幅の異常変動から判断できるので、各モードを順次観測から高精度に決定してゆけば逆に Ω を推定できると考える(Tanaka, 2000)。

5. 討 論

最近約5年間の楕円体高(GPS)と水準測量による標高の掛川～御前崎間における上下変動の比較結果は、長期的には1 mm/yr 以内の誤差の範囲内で一致してきた(国土地理院, 2002A)。が、季節変動を平準化した長期的変動率は0.4 mm/yr 程度の天頂遅延量による屈折率誤差(呉・他, 2003)をGPS高に補正すると約0.5 mm/yr の経年変動率差となっている。この差を理論も含めて0.1 mm/yr 以下にすることが必要である。補正調整のためのスケール係数を導入して地表で検出される約1 mm/yr の信号変動差の内容を解明する必要がある。

そこでその補正調整係数を k_1 として(11)と(17)式のように導入した。また、重力一標高と正規重力一正規高の時間変動の微分により(1)式と(2)式を使って摂動法を用いて時間変動場における局域的なジオイド高変動(13)式とそのジオイド変動から生ずる標高変動(16)式を簡便に導出する方法を提案した。分かりやすくするためスケール係数 k_2, k_3 を(18)と(19)式のように仮定し、展開した。

本論文では、このようにして求めた近似式のもとで鉛直成分のみの時間変動場の議論が展開されている。一方、

スケール係数を導入した重力一標高の時間変動式は、(32)式で示すようにゆっくりとした時間変動場の項によりある特定の条件のもとでは非平衡系となり不安定となることを指摘した。

これまでの重力一標高に関する時間変動の扱いに関し、Heck and Mälzer (1983) は厳密にジオイド高の時間変動を導出して北海道東部の沈降を説明した。一方、1983年のハンブルグで開催されたIUGG 総会で国際測地学協会(IAG)は、4次元測地学としてIAG SSG 4.96委員会をつくり、Four-dimensional geodetic positioning (Editor, P. Vaniček, 1987)をまとめた。フェノスカンデニアでの最大年間0.7 mm の隆起でジオイド高の変化は、その10%であることを報告している。最近のGPS高と水準高の組み合わせによる高精度な域的ジオイド高の高精度決定に関する理論的基礎は、Sideris (1994)により示されている。が、これらはジオイド高の高精度決定に関する理論でありダイナミクスを示す理論に展開するためにはストークス積分の時間変動への展開が必要であり容易でないと考えられる。

他方、時間変動の重力一標高に関する扱いでArnold (1986)はlevel ellipsoidからの正規高変動を扱い、 P_2 面と P_1 面における地殻変動は、フリーエア重力異常の時間変動を物理測地学の基礎方程式から(39)式として示しこれを解いている。経験式の数項を重力場の局所項と広域(グローバル)項に分け、広域項は局所項に比べて2次項でむしろ小さいが長波長(1000 km～2000 km)を採ると局所項にも影響を与えることを指摘した。本稿ではArnold (1986)の手法に基づき、萩原(1981)の結果をもとに、(3)一定密度変動のみでジオイド面の凹凸 ~ 0 の変動に乗った特別な場合を仮定し、考察している。

プレート潜り込みの造溝地域における上下変動は、一様沈降に加えて約20年弱の変動や7～8年の変動や年周季節変動などが観測されている(Tanaka and Gomi, 1989)。そこで解くべき基本式は(46)式で与えられるので、標高変動や楕円体高変動を一様沈降の項と各モードを含む変動項に分類し、(47)や(48)式で表せると仮定した。ジオイド高変動を示す重力変動項も同様にした。このようにして変動を扱えるように組み立てたのが(51)式である。重力変動項が一定の場合は通常誰もが上下変動を仮定した時の式、即ち、(52)式で標高変動は扱え、変動の振幅はジオイド変動を係数倍した H_0 で与えられる。しかし、造溝地域ではプレート運動のため場そのものも変動してしまうので、扱いは相対的変動としての揺らぎを診断するより他に手はないと考える。(52)式は(30)式でも示唆されるように長期的に不安定となること、即

ち、 H_0 そのものも変動するパラメトリック励起型の微分方程式のような考え方を余儀なくされる。そこで定常変動にのって見た相対的揺らぎ変動のみを扱えるように考察した。それが(51)式である。特別な場合として最大に発達した時点で標高変動は(55)式で与えられるので、(54)式から最大時点でマイナスステップ状の変動となり初期値に戻ることである。このモードを増大する重力の変動から引き起こされるジオイド面の盛り上がり変動による標高崩壊不安定と名付けた。ここで生ずる地殻上下変動異常モードは、中心部への質量移動により周辺で剪断歪が大きくなるため、地震活動と関係すると仮定した。

そこで、いま、東海地方の地殻変動データ(国土地理院, 2002A)を用いて、重力-標高の時間変動に基づいた掛川~御前崎間のGPSと水準測量による上下変動を概算評価してみる。(42)式の $\partial_t \Delta g_{00}$ は、(39)式を考慮すると萩原(1978)により水平圧縮による重力変動として、下記で与えられる。

$$\partial_t \Delta g_{00} \sim 2\pi G D' \delta_t \rho \sim -2\pi G_0 D' \rho_0 (1-2\nu)/(1-\nu) \partial_t \epsilon \quad (57)$$

ただし、 G_0 は万有引力常数、 D' は地殻の厚さ、 ρ_0 は地殻の密度、 ν はポアソン比、 $\partial_t \epsilon$ は歪の時間変化である。 $\nu=0.25$ 、 $\rho=2.67\text{g/cm}^3$ とすると、

$$\partial_t \Delta g \cong 7.46 \times 10^{-7} / \text{yr} \cdot D' \cdot \partial_t \epsilon \quad (58)$$

いま、 $\partial_t \Delta g \cong 1.5 \mu \text{gal/yr}$ 、 $\partial \Delta g / \partial H \cong 2.55 \times 10^{-6} \text{gal/cm}$ (国土地理院・地震研究所, 2002)、駿河湾南部で $\partial_t \epsilon \cong 0.65 \sim 1.2 \times 10^{-6} / \text{yr}$ (国土地理院, 1998)とすると $D' \cong 17 \sim 31 \text{km}$ が概算される。が、この状況下で、概略 $D \cong D'$ と仮定し $g_0 \cong 10^3 \text{gals}$ とすると $k_2 \cong (1/2.55D) \times 10^9$ となる。この時、 $\partial_t N \cong D \partial_t \Delta g / g_0 \cong 2.55 \times 10^{-3} \text{cm}$ であるがここでは D が互いに消去され、 $\partial_t H \cong k \partial_t N \cong 0.6 \text{cm}$ となり、実測されている長期の一樣沈降速度程度が得られる。El-Fiky and Kato (2000)による最近の掛川~御前崎間の最大沈降率は -7.7mm/yr である。この時、 b は $0.2 \times 10^{-5} \text{s}^{-2}$ となる。Heck and Mälzer (1983)による(36)式では(24)式より $b = (0.2 \sim 0.31) \times 10^{-5} \text{s}^{-2}$ となり、 $\partial_t \Delta g \cong 1.5 \mu \text{gal/yr}$ より $\partial_t H$ は $5 \sim 8 \text{mm/yr}$ が得られる。実際の掛川~御前崎間の重力差は、約10年間の平均で概略 $1 \sim 1.5 \mu \text{gal/yr}$ (京大理・他1990)である。これで長期の一樣沈降については解決したと考える。プレートの沈み込み運動による場合には水平歪の時間変動から(58)式により重力変動が求まる。それを基にしたジオイド高の時間変動を k 倍した上下変動が生ずる。こうした状況下でプレート運動による上下変動モードと

ジオイド変動から生ずる上下変動モードが重なるときの共鳴モードの検出が重要と考える。地球表面の安定化のためにジオイド面の盛り上がりを消すようにそれに相当する重力が付加されると仮定する。(55)式で示すようにデイレーションを壊す標高崩壊不安定が発生する時は、最終的な破壊はその場のテクトニック応力場により規制されると考えるが、重力崩壊波(電波として検出可能)が周辺部で発生し、例えば、疑似全磁力場(Hagiwara, 1980)ではピエゾ効果による短周期のテクトノマグネティック変動(Sasai, 1985)やULF電波(Molchanov and Hayakawa, 1994)の発生が期待される。火山地域などで検出することが必要である。地殻変動異常の周期的モードの予測は(56)式により与えられる。その概算は前章で示した通りである。地震発生に無関係の時は重力変動誘導のジオイド面膨らみによる標高変動不安定モードを通じた地殻変動ゆっくりモードが発生すると考える。

6. 結論

結論として、下記を指摘する。

(1) 測地学的経験式をもとに、標高と重力の時間変動に関する上下変動式を提示した。特別な場合には成長する重力変動から誘導されるジオイド面膨らみによる標高の崩壊不安定を生ずる。

(2) この時の地殻活動周期モードを T_{0i} 、位相差モードを T_{1i} 、検出される不安定モードを t_i とするとこれらの関係は $t_i/T_{0i} = 1/T_{1i} + 1/4$ ($i=1 \sim 3$)で与えられる。

(3) 応用として南関東周辺における繰り返し地殻活動周期 T_0 を大島や負潮位大変動から約20年、位相差 T_1 を約8年と仮定すると、検出される不安定モード t は約7.5年となる。このモードが広域地殻変動のもとで南海トラフでも共通のモードである可能性を指摘した。

(4) 上記の南海トラフ沿いで検出される位相差 T_1 に6~8年、検出される不安定モード t に始良カルデラの観測からも確かめられた46年の繰り返しを仮定し逐次的に代入すると地殻活動周期モード T_0 は110~123年となる。これは同域の繰り返し地震周期117年(Rikitake, 1982)の範囲内に入っている。位相差モードが短縮すると T_0 も短縮し、プレート変動速度も若干加速し歪も増加する。このように地殻活動の周期モード T_0 は T_1 の観測精度の向上により数年内の概算が可能となると考える。

局地的短波長短周期のジオイド盛り上がり変動から生ずる地殻変動のうねりと潜り込むプレート変動による地殻変動揺らぎモードが一致する特別な場合にはパラメトリック励起型の不安定を生ずるので、この時の短周期短

波長の標高崩壊型不安定モードを検出することが重要である。

7. 謝 辞

本稿のテーマであるジオイドの時間変動は30数年前に国土地理院の1等三角測量に携わった先輩諸兄の示唆による。桜島火山変動の調査から、GPS-ジオイド測量によりジオイドが時間変動していることが分かったのは驚きであった。赴任以来約13年間、桜島と対話を続けてきた結果をこのように提出できたことは、これまで観測に従事した鹿児島大学理学部島弧火山の学生諸君の協力による。深く謝意を表す。本研究が継続できたのは、終始変わらぬ暖かな励ましを頂きました東北大学名誉教授高木章雄先生のおかげによるもので、心から厚く御礼申し上げます。東京大学地震研究所の共同研究（研究代表者鈴木貞臣九州大学大学院理学研究科教授）や京都大学防災研究所や国立天文台、名古屋大学等からのご援助について関係者に厚く御礼申し上げます。本論文に関し、いろいろ貴重なご意見を頂いた国土地理院海津優氏に厚く謝意を表します。

Appendix

Fig 1 で、Arnold(1986)は楕円体を level ellipsoid と仮定し、そこからの正規高変動を扱い、標高変動 $H_2 - H_1$ やジオイド高変動 $N_2 - N_1$ は計算していないが重要なので私見を交えて紹介する。

いま、 P_2 面と P_1 面における変動、 $\partial_1 \Delta g_F = (\Delta g_F)_2 - (\Delta g_F)_1$ をフリーエア重力異常変動、 $\delta T = T_2 - T_1$ を重力異常ポテンシャル変動、とすると、物理測地学の基礎方程式より

$$\begin{aligned} \partial_1 \Delta g_F &= -\partial_1 \delta T - (2/r) \delta T \\ &= (g - \gamma)_2 - (g - \gamma)_1 \end{aligned} \quad (38)$$

ここで、 $\partial_1 g = g_2 - g_1$ 、 $\partial_1 \gamma = \gamma_2 - \gamma_1$ だから w を正規高の変動、 R を平均地球半径、 G を平均重力とすると

$$\begin{aligned} \gamma_2 &= \gamma_1 - (2/R)Gw = \gamma_1 - (2/R)G(H^*_2 - H^*_1) \\ &= \gamma_1 - (2/R)G\partial H^* \end{aligned}$$

よって、 $\partial_1 \gamma = -(2/R)G\partial H^*$ となるから、これを(38)式に代入すると

$$\partial_1 \Delta g_F = \partial_1 g + (2/R)G\partial H^* \quad (39)$$

が得られる。いま、 $T_1 = G\zeta_1$ 、 $T_2 = G\zeta_2$ とすると

$\partial_1 \zeta = (1/G)\partial_1 T$ が求められる。但し、Heiskanen and Moritz(1967)から

$$\partial_1 T = (R/4\pi) \iint [\partial \Delta g_F + \partial c] S_T(\Psi) dp \quad (39-1)$$

で $dp = \cos \phi d\phi d\lambda$ (ϕ, λ は緯度経度)、 $S_T(\Psi)$ はストークス関数、 Ψ は点Pと点Q間の球面距離、 $\partial_1 c$ は地形高 h_F と h_0 で生じた地形変動による重力変動補正量であり、

$$\begin{aligned} \partial_1 \Delta g_F &= -\partial_1 \delta T - (2/r) \delta T \\ &= (g - \gamma)_2 - (g - \gamma)_1 \end{aligned} \quad (38)$$

$c = (h_F - h_0) \cdot \partial \Delta g_F / \partial h_0$ で与えられる。

地殻変動は v であるから $H^*_1 + \zeta_1 + v = H^*_2 + \zeta_2$ 、即ち、

$$\partial_1 H^* = H^*_2 - H^*_1 = v - (\zeta_2 - \zeta_1) = v - \partial_1 \zeta$$

だから

$$v = \partial_1 h = (1/G)\partial_1 T + \partial_1 H^* \quad (39-2)$$

となる。従って、時間変動の重力～標高に関する最近世地殻変動の式は

$$\begin{aligned} v = \partial_1 h &= (R/4\pi) \iint [\partial_1 g + (2/R)G\partial H^* + \\ &\quad \partial_1 c] S_T(\Psi) dp + \partial_1 H^* \end{aligned} \quad (39-3)$$

で与えられる。通常的地殻変動はこの方程式から $\partial_1 \zeta$ や $\partial_1 N$ を厳密に解いている。(39-3)式も同様で、Vanicek (1987) や Sideris (1994) も時間変動ジオイドとして Review している。

いま $\delta T \rightarrow D = D(x)$ で短波長重力の擾乱とすると、(38)と(39)式から

$$\begin{aligned} \partial_1 D / \partial r + (2/r)D &= -\partial_1 \Delta g_F = \\ &= -\partial_1 g - (2/R)G\partial_1 H^* \end{aligned} \quad (39-4)$$

(39-4)式において、 D の球関数の展開が $n=10$ (1000 km ~ 2000 km に相当) を越えると

$$|\partial_1 D / \partial r| \gg |2D/r|, \quad |\partial_1 g + (2/R)G\partial H^*| \gg |2D/r|$$

の近似が成り立つから

$$\partial_1 D / \partial r = -\partial_1 g - (2/R)G\partial H^* \quad (39-5)$$

いま、 $D = D_a + D_b$ 、 $G \sim 10^3$ とし、 D_a と D_b をそれぞれ地殻内部物質の変動による重力変動量と新旧間の変動による地表物質の重力変化量と定義すると

$$D_a = D - D_b = D - G_0 \rho \iint (1/\epsilon) v dq \quad (39-6)$$

ここで $\rho = 2.65 \text{ g/cm}^3$ 、 $G_0 \sim$ 万有引力常数、 $\epsilon \sim 2R \sin$

($\Psi/2$) であり, q は地表積分要素である。(39-6)式を r で微分しそれぞれを引くと

$$\partial_r D_g / \partial r = -\partial_r g - (2G/R - 2\pi G_0 \rho) \partial_r H^* + (2\pi G_0 \rho / G - 2/R)D + (1/2R)D_b$$

途中を省略して,

$$\partial_r D_g / \partial r = K_1 + K_2 \quad (39-7)$$

$$K_1 = -\partial_r g - B \partial_r H^* \quad (39-8)$$

ただし, $B = 0.3086 - 0.1119 = 0.1967 \text{ mgal/m}$, ρ_m = 地球平均密度である。また,

$$K_2 = (3/2)(\rho/\rho_m - 2)(1/R)D + (1/2R)D_b$$

が求まる。基礎方程式は(26)式と合わせると下記のように求まる。

$$-\partial_r g - B \partial_r H^* = K_1 \equiv \partial_r D_g / \partial r - K_2 \quad (39-9)$$

K_2 = global term of second order

である。 K_2 は K_1 と比較して小さいオーダーであるが, 1000~2000kmの波長では無視できないと Arnold (1986) は指摘している。もし, $D \equiv D_b$ であれば, $K_2 \equiv (3/2)(\rho/\rho_m - 1)(1/R)D$ となり $\rho/\rho_m \equiv 1$ の時は $K_2 \equiv 0$ となる。(39-9)式は(36)式と上記の近似の範囲内で一致する。

地表下のある深さ Q_i 点に凝縮した多重質量 m_i のポテンシアルによる地表点 P での $D_g(P)$ は

$$D_g(P) = G_0 \sum m_i (1/r_i(P, Q_i)) \quad (40)$$

で近似される。その r 方向の時間微分は

$$\partial_r D_g / \partial r = G_0 \sum m_i \partial_r / \partial r_i (1/r_i(P, Q_i)) = -\partial_r g - B \partial_r H^* \quad (41)$$

このように Arnold (1986) は経験式の(36)式を発展させた。

広域地殻変動における重力と標高の時間変動は(41)式を2, 3の仮定の下で解けばよいことになる。茂木(1993)は海溝沿いの巨大地震の発生は地震前に弧状列島の内海(日本海)などの地下深部でまず地震が発生し, 数年後に周辺の海溝沿いの浅い方でテクトニックな応力場を反映しながら, 断層ディスローケーション理論に基づいて主に低角逆断層タイプの巨大地震が発生することを示した。

これとは別に, 茂木(1982)は巨大地震発生前におけ

る長期にわたる周辺部の地震発生(茂木フェイズとっておく)を指摘している。地震予測のためにはこの二つの要因を見極める必要がある。

これは中心部への質量移動(ダイラレーションで膨らむ)により地下深部における地殻の破壊により地震が発生するとすれば, 破壊時には中心部に引きずり込む下向き応力が付加され, その後, 周辺部の浅い方で若干の位相遅れで巨大地震が発生することが考えられる。特に前者に関して, 標高崩壊不安定(大きくみれば重力崩壊不安定)の巨視的モデルが成り立てば, 海溝地域における巨大地震発生前の解決の糸口となるかも知れないと考える。弧状列島は弧状を形成する内海と外洋が地形的に釣り合っているため, 時系列的に鏡に映した内海沿岸部地下100km~150kmの研究が重要と考える。トリガーに関する周期的関係については先述した。地震の長期予測のためには, これとは別に, 地殻変動のエネルギーの拡がり揺らぎを押さえ, また, 断層モデルを適合させるため, 地形の成り立ちをよく見た広域的地殻変動の視点が極めて重要である。

付 記

本稿の骨子は既に4年前にはほぼ完成しいろいろなシンポジウム等でも報告したが, 諸般の事情により, 本紀要にまず報告する事にした。

本年2003年7月に札幌で開催されたIUGGの測地学分野の資料に下記の2つの資料が報告された。

Vladimir V. Ivanov (2003A): The Gravity Variation due to Great Earthquake, 1-11.

Vladimir V. Ivanov (2003B): The sea level variation in the range of periods from 1 hour to 2 days due to underwater earthquake, p. 1-17.

これらの報告書は深いところからの物質の上昇により別の層にぶつかることで地震が起きるとしており, 震源分布の解析からも説明している。データは潮位とTopex/Poseidonの衛星海面高の観測データを使用している。海溝型地震を解析するため, ジオイドを時空間のフィルターをかけた海面変動としてみたり, 三陸や北海道東部や北方4島付近の最近の巨大地震について報告している。成長する重力による海面変動高と巨大地震の関係がはじめて実証データから一部明らかにされた。本稿における増大する重力の時間変動の仮定は成り立つと考える。この地域における地震はいずれも海溝をはさんで海面変動高(~ジオイド変動高)が下がったところで発生している。前者の結果は本稿の理論と矛盾しないと

考える。この結果は Tanaka and Imakiire (1989), Tanaka and Gomi (1989) を一層発展させたもので、最近、受理の報告があった。

参 考 文 献

- Angus-Leppan, P. V. (1972): Adjustment of trilateration using length ratios, *Survey Rev.* **21**, 355-368.
- Arnold K. (1986): Geodetic boundary value problem I, *Veröffentlichungen des Zentralinstituts Für Physik des Erde Nr. 84, E. The global embedding term in the space-time relation between the geodetic measurements and the geological masses*, 200-221, Als Manuskript gedruckt Potsdam.
- 防災科学技術研究所 (野口伸一) (2002): 東海地域の地震クラスターの時空間変化について. 地震予知連会報, **67**, 231-237.
- 江頭庸夫・高山鉄朗・山本圭吾・Muhamad Hendrasto・味喜大介・園田忠臣・木股文昭・宮島力雄・松島健・内田和也・八木原寛・王彦賓・小林和典(1998): 桜島火山周辺における水準測量結果について, 第9回桜島火山の集中総合観測 (1996年10月-1997年4月), 1998年4月, 15-29.
- El-Fiky, G. and T. Kato (2000): Study of periodic vertical crustal movement in the Omaezaki Peninsula, Central Japan, and its tectonic implications, *Earth Planets Space*, **52**, 25-35.
- Fujita, N. and Y. Fujii (1973): Detailed phases of seismic crustal movement. *J. Geod. Soc. Japan.* **19**, 55-56.
- 呉新華・西修二郎・田中穰 (2003): 御前崎地方の比高について-GPSと水準を比較して-, 月刊地球/号外 (東海地震-新たな展開-) **No.41**, 63-70.
- 萩原幸男 (1978): 地球重力論, 共立全書223, 11章, 地殻活動と重力変化, 186-205.
- Hagiwara, Y. (1980): 2. Pseudomagnetic Anomaly Derived from Gravity Observations in Central Japan, *Bull. Earthquake Research Inst.*, **55**, 27-41.
- 萩原幸男 (1981): ブーゲ・リダクションにおける重力鉛直勾配異常の重要性, 測地学会誌, **27**, 61-69.
- 萩原幸男・友田好文 (1986): 測地測量②, 第1章, 重力測量, 現代測量学第5巻, 日本測量協会, 78-80.
- Heck, B. and H. Mälzer (1983): Determination of vertical recent crustal movements by levelling and gravity data, *Tectonophysics*, **97**, 251-264.
- Heiskanen, W. A. and H. Moritz (1967): *Physical Geodesy*, 8-12, Determination of the Geoid from Ground Anomalies. 281-285 and 325-330, W. H. Freeman and Company.
- 石原和弘・大島弘光・前川徳光・植木真人・沢田宗久 (1995): 桜島および鹿児島湾周辺における精密重力測定, 第8回桜島火山の集中総合観測 (1991年10月-1992年3月), 1995年3月, 37-44.
- 国土地理院 (1998): 東海地方の地殻変動, 地震予知連会報, **60**, 388-419.
- 国土地理院 (2001): 関東地方の地殻変動, 地震予知連会報, **66**, 141-150.
- 国土地理院 (2002A): 東海地方の地殻変動, 地震予知連会報, **67**, 245-315.
- 国土地理院 (2002B): 2000年7月から10月にかけて広域イベントが発生していた可能性について, 第145回地震予知連絡会資料, 地震予知連会報, **67**, 538-554.
- 国土地理院・東京大学地震研究所 (2002): 御前崎における絶対重力変化, 地震予知連会報, **67**, 316-319.
- 京大理・名大理・国立天文台 (1990): 東海地方の重力変化, 地震予知連会報, **43**, 404-407.
- 茂木清夫 (1982): 日本の地震予知, サイエンス社
- 茂木清夫 (1993): 1993年釧路沖地震, 1952年十勝沖地震及び1933年三陸沖地震に先行する深発地震活動, 地震予知連絡会会報, 50巻, 27-33.
- Murakami M. and S. Miyazaki (2001): Periodicity of strain accumulation detected by permanent GPS array: Possible relationship to seasonality of major Earthquakes' occurrence, *Geophys. Res. Letters.* **28**, 2983-2986.
- 溝上恵 (2001): 伊豆諸島域における M6 クラスの地震活動とその特性について, 地震予知連会報, **65**, 166-169.
- Molchanov O. A. and M. Hayakawa (1994): Generation of ULF Seismogenic Electromagnetic Emission: A Natural Consequence of Microfracturing Process, *Electromagnetic Phenomena Related to Earthquake Prediction*, Edited by M. Hayakawa and Y. Fujinawa, 537-563. Terra Scientific Publishing Company (TERRAPUB), Tokyo, 1994.
- 名古屋大学大学院理学研究科 (2002): 東海地域で繰り返し発生しているスローイベント (1978-1996), 地震予知連会報, **67**, 238-244.
- Lemoine F. G., S. C. Kenyon, J. F. Factor, R. G. Trimmer, N. K. Pavlis, D. S. Chinn, C. M. Cox, S. M. Klosko, S. B. Luthcke, M. H. Torrence, Y. M. Wang, R. G. Williamson, E. C. Pavlis, R. H. Rapp, and T. R. Olson

- (1998): The Development of the Joint NASA GSFC and the National Imagery Mapping Agency (NIMA) Geopotential Model EGM 96, NASA/TP-1998-206861, 5-2, GPS/Leveling Tests, p. 5-9~5-14.
- Rikitake, T. (1982): Earthquake Forecasting and Warning, Developments in Earth and Planetary Sciences, 03, Center for Academic Publications Japan and D. Reidel Publishing Company, Chapter2, Occurrence Pattern of Great Earthquakes-A Historical Approach, p. 47-72, especially, A and B regions in p. 60.
- Robertson, K. D. (1972): The use of line pairs in trilateration and traverse, Survey Rev., 21, 290-306.
- 最勝寺俊秀・田中穰・寺家孝明・小林亜由美・吉島陽子 (1994): 桜島西部における GPS 地殻変動観測, 鹿児島大学理学部紀要(地学・生物学) 27, 173-187.
- Sasai, Y. (1985): Predominance of Piezomagnetic Effect in Tectonomagnetic Field of the Mogi Model, J. Geomag. Geoelectr., 37, 159-167.
- Scholz, C. H., L. R. Sykes and Y. P. Aggarwal (1973): Earthquake prediction: A physical basis, Science, 181, 803-810.
- Sideris M. G. (1994): Regional geoid determination, Chapter 4, 77-94, Geoid and its geophysical interpretations, Edited by Vanicek, P. and N. T. Christou, CRC Press.
- 田中穰・中野博・寺家孝明・高濱伯主・最勝寺俊秀・吉島陽子・小林亜由美(1993): 桜島湯平-鹿児島大学理学部間の距離の経年変化, 鹿児島大学理学部紀要(地学・生物学) 26, 101-106.
- 田中穰(1994): 最近の巨大地震と九州南部地方の地殻変動, 月刊地球16, 6, 324-332.
- Tanaka M. and Imakiire (1989): Time Dependent Peninsula Tectonics and Earthquake Prediction in Japan, U. S. Geological Survey, Special Report., 90, Menlo Park, 18-33.
- Tanaka M. and T. Gomi (1989): Crustal Movement Observed from Horizontal and Vertical Variations above the Subduction Zone, J. Geod. Soc. Japan. 35, 187-206.
- Tanaka M. (1997): Determination of Precise Geoidal Height by GPS Observations in and around Sakurajima Volcano, Japan. I. A. G., Vol. 117: Segawa et al (eds.), Gravity, Geoid and Marine Geodesy, Springer Geodesy, Springer-Verlag Berlin Heidelberg 249-256.
- 田中穰(1997): 桜島火山周辺における GPS による精密ジオイド高の検出とその時間変動に関する一考察, 測地学会誌, 43, 133-144.
- 田中穰(2000): 九州における地殻変動の特性から求めた内陸地震に関する地殻変動モデル, 測地学会誌, 46, 31-42.
- Tanaka M. (2000): Periodic Anomalous Vertical Crustal Movement in Tectonic Regions and its Influences on Volcanic Activities-Sakurajima Volcano-, Rep. Fac. Sci. Kagoshima Univ., No. 33, p. 89-100.
- 田中穰(2003): 沈降プレートによる広域地殻変動と九州南部地方の地殻変動, 平成12~14年度 東京大学地震研究所特定共同研究(B)報告書「九州・琉球背弧の深部構造とテクトニックスの研究」課題番号: 2000-B-07, pp. 81-99, 2003年2月.
- Vaniček, P. (1987): Four-dimensional geodetic positioning. Report of the IAG SSG 4.96, Manuscripta geodetica 12, 3, 175-176.
- Whitcomb, J. H. (1976): New vertical geodesy, J. G. R., 81, NO. 26, 4937-4944.