

# 大気・海洋と地球回転\*

内藤 勲 夫\*\*

## 1. はじめに

1950年代初頭、それまで海洋潮汐や風波の研究の第一線で活躍していた、Munk とその共同研究者達は、当時、天文学の一分野として研究が進められていた地球回転運動にも目を向けはじめ、僅か10年にして、名著“The Rotation of the Earth”を結実させた。この“教科書”は、長い間天文観測事実として蓄積された、地球回転運動現象を当時の可能な限りの地球物理学的知識で説明を試みたもので、その理論的基盤は現在でも揺ぎない。しかし、1960年代に入って、プレートテクトニクスで代表される固体地球物理学の発展や、地球規模の観測の充実と電子計算機の使用による気象学・海洋物理学の発展は、1950年代の地球回転運動論の一部の解釈を塗り変えつつある。

ところで、1960年代・1970年代を地球物理学の細分化の時代とみなすと、人工衛星をはじめとする新技術による観測情報が主役となるであろう1980年代は、地球物理学の統合と再編成の時代となることが予想される。そのようなとき、総合的な地球の力学としての地球回転運動の役割は、情報の蓄積と共に増加し、気候変動論が1980年代の目標になると思われる気象学とも、調和するであろう。

この報文は、全体を通じて、大気・海洋と地球回転運動とのかかわりを述べることを目的としている。前半は、まず、地球回転運動をその歴史をたどりながら概観し、すでに確立されている地球回転運動の年周変化について述べ、地球回転運動の最も顕著な現象である Chandler Wobble の性質とその励起源について議論し、いっぽう、Chandler Wobble がもたらす Pole Tide の性質についても触れる。後半は、今後の最も重要な課題と思われる、気候変動に関連する数年から数十年の時間スケールの地球回転運動の議論を試み、それらを説明するためには“大気・海洋・固体地球の相互作用”ともよぶべき新しい地球観が必要であることを示し、最後に、

1980年代の地球回転運動の課題と、それに関連する気象学・海洋物理学の問題をまとめてみた。

## 2. 地球回転運動の歴史

地球回転運動の歴史は、ギリシャの天文学者 Hipparchus(190-125B.C.)による、才差(Precession; 前進あるいは行進の意味)の発見に始まる。その後、1745年、グリニッジ天文台の Bradley は、恒星位置の精密観測から、章動(Nutation; ぶらぶらするの意味)を発見した。これら才差・章動は、1749年、D'Alembert により次のように説明された。地球は赤道方向がふくらんだ扁平楕円体であり、赤道(地球自転軸に垂直な面が天球とまじわる大円)が黄道(天球上を太陽が運行する大円)に対して約 $23^{\circ}.5$ 傾いているために、月や太陽の引力で絶えずこの傾きをなくそうとするトルクが働き、春分点(赤道と黄道との交点)が1年間当たり約 $50''$  東から西へ移動し、約25700年の周期を持つ才差運動が生じ、いっぽう、月が黄道と約 $5^{\circ}9'$  傾いた白道(天球上を月が運行する大円)上を運動しているために、月の引力によるトルクで、約18.6年周期を持つ春分点の黄道上における位置の変化、つまり、章動が生ずると考えた。章とは曆法上19年の意味であると言われている。天文学では、周期的部分を章動、それに比べ永年の部分を才差と総称し、ともに地球自転軸の空間に対する運動である(この報文では、才差・章動は議論されない)。

1695年ハレー彗星で有名な Halley は、古代の月食記録を研究し、月の公転速度が年とともに速くなっていることを発見した。その後、Lagrange は、この原因が地球自転速度の減少にあると考えた。1754年、Kant は、海洋潮汐摩擦により地球の自転速度が減少する可能性を述べた。この潮汐摩擦を近代流体力学に基づいて厳密に計算したのは、G.I. Taylor(1919)と Jeffreys(1920)である。彼らは、月の公転速度の加速から求められた地球の自転速度の減少は、世界の海峡と浅海の潮汐摩擦でその80%が説明され、大部分がベーリング海峡の摩擦によることを明らかにした。この、古代からの一定の割合で生じる自転速度の減少を永年減速と呼んでいる(この永年

\* Atmosphere-Ocean System and Rotation of the Earth.

\*\* I. Naito, 緯度観測所

減速もこの報文では議論されない)。ところが、その後、永年減速に実は不規則変動が含まれていることを明らかにしたのは de Sitter (1927) である。Spencer Jones (1939) は、この不規則変動の原因が地球の慣性能率の変化等の地球内部に求められねばならないことを明らかにした。その後、水晶時計による時刻の精度向上は、Stoyko (1936) による自転速度の年周変化の発見をもたらした。後述するように、この自転速度の年周変化はほぼ大気の Zonal Wind による角運動量変化で説明されることとなる。

さて、話をふたたび自転軸にもどそう。1765年、Euler は剛体の回転運動を論じ、空間で外力を受けずに回転する剛体の自転軸はその形状軸(最大慣性能率を持つ軸)に対して周期運動することを明らかにした。地球の場合に適用すると、その周期は約305日(Euler 周期)である。しかし、305日周期の緯度変化は発見されず、この周期が、実は、約428日であることを見出したのは Chandler(1891)である。Newcomb(1892)は、地球が剛体でなく海洋等による変形効果を考慮すると Euler 周期は約40%長くなることを証明した。“才差・章動が自転軸の空間に対する運動”であるのに対し、“この約14カ月周期の緯度変化は自転軸の形状軸に対する運動の結果”であり、この自転軸のふらつきを“Chandler Wobble”と呼んでいる。1900年に国際緯度観測事業(ILS)が発足し、日本の水沢にも緯度観測所が設置された。この間、緯度変化には年周変化が存在することが見出され、それが大気質量分布の変化で説明されることは Spitaler(1901)により指摘され、その後の Jeffreys(1916)の厳密な議論で定説となった。

ILSの発足は日本の研究者にも活躍の場を提供した。水沢の緯度観測所の初代所長、木村栄(Kimura, 1902)は、世界の緯度観測値を調べ直し、自転軸の北極の運動(以下、極運動; Polar Motion と呼ぶ)に起因しない緯度の年周変化を発見した。これは、非極変化項、あるいは極運動を直交座標の2変数  $x$  と  $y$  で表わしていたので、新たな変数との意味で  $z$  項と呼ばれ、極運動の観測方程式は  $z$  項を含む形が採用された(Appendix 1)。この“年周  $z$  項”は、約70年後、Wako (1970)によって、半年周章動項誤差(5-3節参照)として説明されるまで、緯度観測所における主要な研究課題の一つであった。

この気の遠くなるような長い歴史の中には、ここでは紹介されなかった多くの天文学者が、昼夜を分かたず、これらの現象に取り組んでいたことを忘れてはならない。その後の地球回転運動は、観測精度の向上と現象の

精密な解析に力がそそがれるいっぽう、地球物理学者 Jeffreys (1952) による地球の運動の総合的な理論展開を基に、第2次大戦後の地球科学全盛時代に受け継がれることになる。第1表は、地球回転運動の諸現象とそれらの原因をまとめて示したものである。この報文では、これらの中で主要と思われる現象のみを取り上げてみた。

### 3. 地球回転運動の年周変化

まず、大気現象に最も深いかかわりを持つ年周変化から本論に入ることにするが、その前に、地球回転運動の理論的取り扱いについて簡単に触れておくことにしよう。大気・海洋の大循環の力学に角運動量保存の式というのがある。実は、地球回転運動の方程式は、この角運動量保存のシステムを固体地球を含む地球全体とした場合に相当する。大気・海洋の大循環の場合と異なる点は、地球の約90%の角運動量を持つ地殻・マントルの角速度(あるいは角運動量)が変化することである。この変化の中で、形状軸のまわりの角速度の変化は自転速度変動として観測され、赤道面の他の2成分の角速度変化は自転軸の北極の運動(極運動)として緯度変化の観測から決定される。前述した Euler の議論は、このような角運動量保存の式でなされ、これを Euler の方程式と呼んでいる。Euler の方程式の中で、観測される極運動と自転角速度変動(以下自転速度変動と呼ぶことにする)の項のみを取り出して、小さな項を無視すると、他の項はすべて地球内部(大気や海洋も含む)の変化に関するものであることに気が付く。Munk・MacDonald (1960)は、これらの項を励起函数(Excitation Function)と名付けた。そうすると、運動方程式は、極く単純な振子やバネの振動方程式に似た形の微分方程式となる。したがって、励起函数とはこの運動方程式の外力に相当するわけである(Appendix 2)。もし、外力(励起函数)が作用しなければ、地球の形(つまり慣性能率など)やかたさに依存した周期で、最大慣性能率を持つ軸(形状軸)のまわりを自転軸が自由運動することになり、地球を剛体と仮定したときはその運動の周期が約305日(Euler 周期)になり、実際の地球は弾性的性質を持つので、観測される周期が約14カ月の Chandler 周期になっていることは前述した通りである。そこで、外力に相当する励起函数を地球物理学情報より見積もることができれば、地球回転運動の観測事実を実証することができる(Appendix 2)。その最も取り付きやすい例が年周変化である。

#### 3-1. 年周極運動

北極の近くに原点をとり、 $x_1$  軸をグリニジ方向、 $x_2$

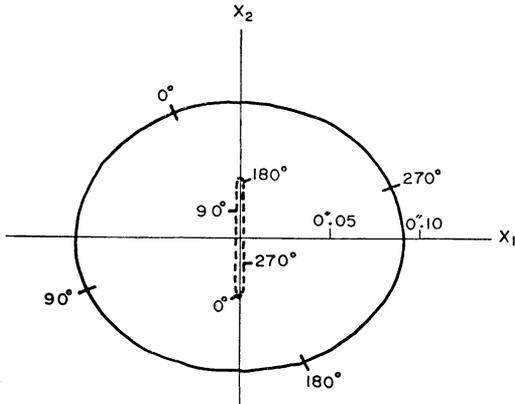
第1表 地球回転運動の諸現象とその励起源、\*はこの報文に現われるが詳述されない項目、\*\*は詳述されている項目を示す。

地球回転運動の現象	周期または時間スケール	振幅または変動の大きさ	励起源と関連現象
(A)空間に対する自転軸の運動			
*才差	~25700年	~23°.5	太陽・月引力トルク
*章動(Principal)	18.6年	9''.2	月引力トルク
他の章動	1年, 6ヵ月, 14日	<1''	月引力トルク
(B)自転速度変動			
		1日の長さに対する変化	
*永年減速		~+5×10 <sup>-10</sup> /年	地球・海洋潮汐, 核・マントル相互作用
**不規則変動	**10~100年	≤±5×10 <sup>-10</sup> /年	核マントル相互作用, テクトニック過程, 海洋変動
	**1~10年	≤±8×10 <sup>-9</sup> /年	大気 Zonal Wind, 海洋変動, 核・マントル相互作用
	*数日~数ヵ月	≤±5×10 <sup>-8</sup> /年	大気 Zonal Wind, 核・マントル相互作用
		1日の長さの変化	
**周期変動	**準2年	≈ 9m・sec	大気 Zonal Wind
	**1年	≈ 20—25m・sec	大気 Zonal Wind
	**6ヵ月	≈ 9m・sec	大気 Zonal Wind, 地球・海洋潮汐
	*1ヵ月	≈ 1m・sec	大気 Zonal Wind, 地球・海洋潮汐
	*14日	≈ 1m・sec	大気 Zonal Wind, 地球・海洋潮汐
(C)極運動(形状軸に対する自転軸の運動)			
**永年移動		≈ 0''.2/70年	テクトニック過程, 核・マントル相互作用, 海水面上昇
**平均極振動	~29年	≈ 0''.03	海洋変動, 核・マントル相互作用, テクトニック過程
**Chandler Wobble	~1.19年(434日)	≈ 0''.15 (減衰時間数十年)	大気超長波, 海洋変動, 地震, Pole Tide
**年周極運動	1年	≈ 0''.1	大気超長波, 陸水, 氷雪
準日周自由運動	~1日	≤ 0''.02	流体核振動
(D)非極変化(Z-項)			
**不規則変化(準2年周期を含む)	1~10年	≤ ±0''.02/年	海洋変動, 地殻変動
*年周変化(半年周章動項誤差)	1年	≈ 0''.02	地球潮汐, 海洋変動
他の章動項に関するもの	18.6年等	?	地球潮汐, 地殻変動

軸を90°E方向にとって、極運動の年周変化を表わすと第1図の実線のようになる。年周極運動を励起する励起函数も同じ座標に表わすことができるから、観測される実線の年周極運動を運動方程式に代入して励起函数を逆算すると、点線のような直線状の年周励起函数が得られ、これを年周励起極とも呼ぶことにしよう。もし、点線のような年周励起極が存在するならば、地球の自由運動周期(約14ヵ月)と共鳴して、励起極の振動より大きな振幅を持つ年周極運動が生ずるわけである。したがって、図の点線のような性質を持つ励起函数を見つけ出

すことができれば、年周極運動は解明されることになる。

この試みは、Munk・MacDonaldの教科書の第9章に豊富な資料を用いて紹介されている。たとえば、大気質量分布、積雪や地下水の分布、植物の繁茂の分布、大気の傾圧性による風の南北成分の角運動量効果等、考えられるすべての効果を見積もっている。その中で、第1図の励起函数に支配的な効果はアジア大陸で大きな年周変化を示す大気質量(大気圧)分布の変化である(Munk・Hassan, 1961; Sidorenkov, 1973; Wilson・Haubrich, 1976; etc.)。つまり、アジア大陸上の大気質量が増加



第1図 年周極運動(実線)とその励起極の年周変化(点線).0°は1月1日に相当し,x<sub>1</sub>軸上のスケールの0.01は1footに当たる(Jeffreys, 1952).

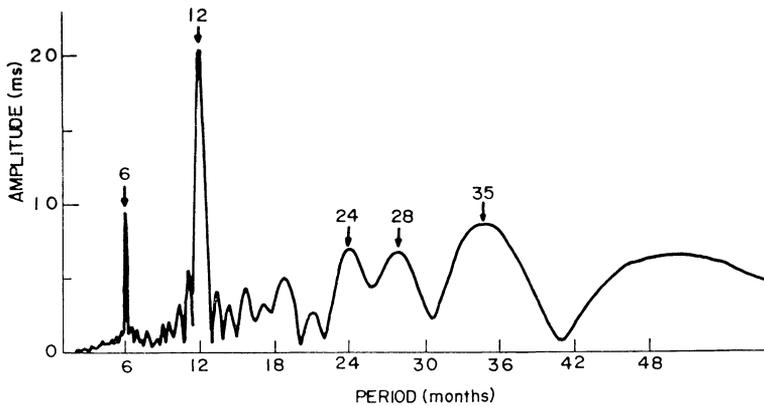
したとき、その増加分だけアジア大陸方向に地球がふくらみ、形状軸はアジア大陸とは反対の方向に傾いて安定を保とうとし、アジア大陸上の大気質量が減少したときはこの逆となる。その結果、自転軸の北極は形状軸の北極とは逆向きに運動するわけである(Appendix 3)。つまり、この場合励起極とは、この形状軸の北極の動きを図のような座標に表わしたものと考えられる。大気質量分布から見積もられた年周励起極と第1図の天文観測から逆算された年周励起極との間には僅かに位相のずれが生ずるが、これは、ほぼ積雪や地下水の分布による励起で調整されるはずである(Jeffreys, 1972; etc.)。

このように、年周極運動は主に大気質量分布の変化で

強制的に励起されるのであるが、この大気質量分布の励起函数の計算において、海洋底での圧力の年周変化が到るところで同じであるとの仮定が考慮されている。言い換えれば、海洋上での大気圧の変化に海水面が応答して、海洋底では圧力収支平衡が成立しているとの仮定が使われている。この仮定を Inverted Barometer Rule と呼ぶことにしよう。興味あることに、大気質量分布からの励起函数と天文観測からの励起函数はほぼ一致しているのであるから、年周変化程度の時間スケールでは、この仮定がほぼ成立していることになる。また、この年周極運動を励起する大気圧の分布は地上における東西波数1の定常的な超長波(Planetary Wave)に相当し、その北半球での振幅は冬期において2~3mb程度になっているはずである\*。なぜなら、荷重による励起函数は余緯度 $\theta$ と経度 $\lambda$ を用いて表わすと、 $\sin(2\theta) \cdot e^{i\lambda}$ に比例する形で近似されるからである(Appendix 2, A-17式)。

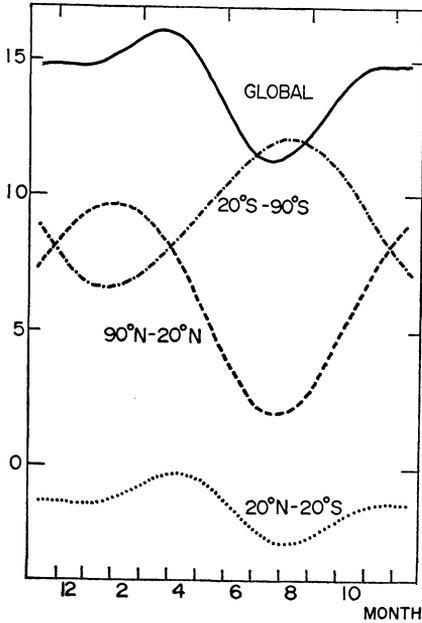
### 3-2. 自転速度の年周変化

1950年代の中頃より、時刻の標準は水晶時計から原子時計に代わり、自転速度(あるいは1日の長さ; Length of Day)の観測精度は飛躍的に向上した。第2図は1日の長さ(LOD)の変化のペリオドグラムである。図には年周変化の他に半年周変化や準2年周期らしき変化も見られる。この年周変化の大部分は、大気の Zonal Wind による角運動量変化で励起される(Mintz・Munk, 1954; Frostman *et al*, 1967; etc.)。一般に大気大循環論では、固体地球に相対的な大気の角運動量は大気全体で保存され、ある一定な値を持つとみなされている。すなわち、低緯度で固体地球(海洋も含む)から与えられ



第2図 1日の長さ(自転速度)のペリオドグラム。約19カ月の周期も見られる(Lambeck・Cazenave, 1973)。

\* 重要な事であるが、南半球での大気圧による効果はほとんどない。



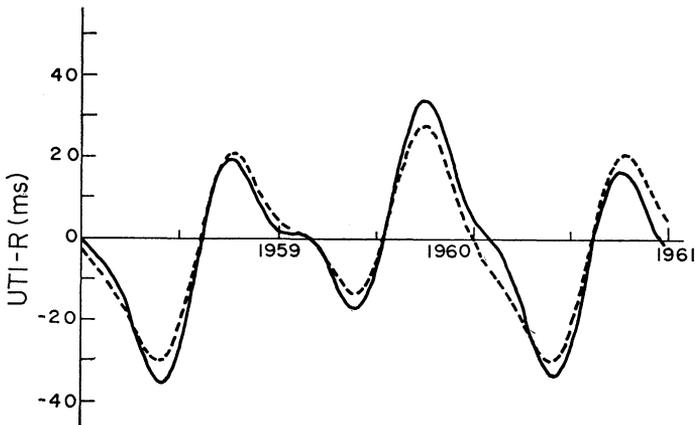
第3図 大気(の相対)角運動量の年周変化。単位は $10^{32}gcm^2sec^{-1}$ (Martin, 1965)。

た大気角運動量は両極へ輸送され、中・高緯度で固体地球に変換され、全体として角運動量が一定に保存されていると考えているわけである。この考えは、大気運動を議論する場合には、固体地球の自転速度が不変であると仮定しても問題ないとの立場に基づいている。ところが、地球回転運動論においては、地球回転の観測の基盤が固体地球に置かれているのであるから、固体地球に相対的な大気の全角運動量の増加・減少は固体地球の角運

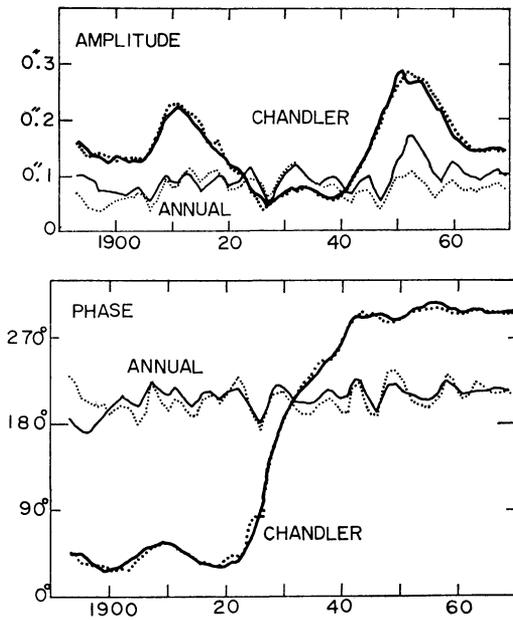
動量の減少・増加、すなわち自転速度の減少・増加として、天文観測で検出されるわけである。

第3図に大気の Zonal Wind による全角運動量の年周変化を示す。図から、大気角運動量の年周変化が南半球と北半球のそれらの差に相当していることがわかる。また、南半球の角運動量が、冬期をのぞけばいつも北半球の値を上まわっていることがわかる。Lambeck・Cazenave(1973)は、Newell *et al.* (1972)の大気大循環資料を用いて、Zonal Wind による角運動量を厳密に計算し、自転速度の準2年周期までの短周期変化のすべてが大気角運動量変化で説明される可能性を示した(第4図)。これより先に、Mintz・Munk (1954)は、半年周期を含む潮汐に関係する自転速度の周期変動は、地球潮汐による赤道方向のふくらみの変化で励起されると考えていたが、その後の成層圏での観測の充実により、半年周期や準2年周期までも Zonal Wind で説明されるようになったわけである。

ところで、上の結論によると、この程度の時間スケールでは固体地球との角運動量交換のシステムに大気のみを考えれば良いわけで、海洋は何の役割も果たしていないことになる。このことは、海洋が高低緯度間で完全に角運動量平衡を維持していることを意味している(?)。もしそうだとすると、大気と固体地球の正味の角運動量交換は大陸上でのみ行なわれていることになり、大陸の分布が北半球で大部分を占めることから、大気角運動量はほぼ北半球の大陸で固体地球と交換していることを意味し、そのためには、赤道を越えた角運動量輸送も存在しなければならない。いっぽう、大陸上で行なわれているのであるから、大陸上の地表面の粗さ(Roughness)や



第4図 1957年～1963年における観測された LOD (1日の長さ)の変化(実線)と、それに相当する大気の Zonal Wind に基づく値(点線)との比較。LOD は半年、1年、準2年の各周期を含む。UTI-R は1日の長さの減少の大きさを表わす(Lambeck・Cazenave, 1973)。



第5図 Chandler Wobble (434日周期)と年周極運動の経年変化。上段が振幅、下段は位相を示す。実線は $x$ 成分、点線は $y$ 成分(90°プラスしてある)を表わす(Wako, 1974)。

境界層の垂直安定度の年周変化が、Wind Stressの大きさを变化させて、角運動量交換の年周変化をもたらしているとの推測も成立する。その可否はおくとして、極運動や自転速度変動の年周変化程度の時間スケールの変動は大気運動のみで励起されるわけで海洋は海洋上の大気運動の効果をはほぼ完全に吸収する役割を果たしているだけで、海洋独自の運動の効果は2, 3年以上の時間スケールに現われるのであらうと思われる。

#### 4. Chandler Wobble

地球の自由運動である Chandler Wobbleは極めて神秘的なふるまいを示し、その励起と減衰は大気や海洋の運動と密接な関係を持っている。この極軌道は Chandler 楕円と呼ばれ、その楕円率は後述する Pole Tide や地球の東西方向の偏平率に関係している。現在信頼されている Chandler Wobble の周期は約434日であるが、実は、Chandler Wobbleは大きな経年変化を持っていて、周期あるいは位相や振幅がふしぎなほど経年変化することが明らかにされている。第5図は、Chandler Wobbleの振幅と位相の経年変化を表わしたものである(同時に年周極運動についても示してある)。この計算において周期は約434日と仮定されている。1910年と1950年近くで振幅が極大を示し、1920年から1940年にかけて位相が

約270°も変化していることが分かる。この位相の急変化を周期変化に換算してみると、1920年代では約401日程度の周期であったことになる。つまり、周期は約30日程度変化することがあることになる\*。大部分の地球物理学者は、地球の形状や弾性的性質が数十年程度の時間スケールで経年変化するとは考えてなく、周期はただ一つでなければならないと考えている。おそらく、1920年~1940年の期間は、振幅が極度に小さく、年周極運動の振幅より小さくなっているために、大気運動などの不規則な励起で位相が変わりやすくなっていたことに起因しているのであらう。次節では Chandler Wobble の励起源についての話をしよう。

#### 4-1. 大気による励起

Chandler Wobbleは自由運動であるから、地球表面、あるいは、内部の不規則な運動で励起される。一般に、Chandler Wobbleの運動エネルギーに寄与する励起効率\*\*のスペクトルは、Chandler周期をピークとするような連続スペクトルであって(Rudnick, 1956)、励起の時間スケールが Chandler 周期に近いほど共鳴して Wobbleは励起されやすくなる。たとえば、前述の年周極運動を励起する大気質量分布による励起函数は、1年周期の線状のスペクトルにそのまわりの周期帯での連続スペクトルが加わった形のスペクトルを持っているので、この連続スペクトルをつくらしている不規則変動成分が Chandler Wobbleを励起することができる。

Munk・Hassan(1961)は、大気質量分布による励起函数を、前述の年周極運動の場合と同様な方法で計算し、減衰を考慮した運動方程式を解いて極運動を求めた結果大気質量分布の不規則変化が Chandler Wobbleの振幅の約25%を励起していることを明らかにした。最近、Wilson・Haubrich(1976)は、大気圧の他に山岳によるトルク(つまり、ヒマラヤのような山脈の両側における圧力差で生ずる偶力)等も考慮して、上と同様な方法で試みたが、やはり25%程度の寄与に終わった。しかし、気象観測資料が整備されていないアジア大陸の気圧を適当に補足したり、Inverted Barometer Ruleを局所的な海洋のみに適用すると、大気は少なくとも50%程度の寄与をする可能性があるとしている。

ところで、Chandler Wobbleの励起が、1~3カ月

\* 4-3節で述べられる平衡潮の Pole Tideは、約30日程度 Wobbleの周期を引き延ばす効果を持っている。

\*\* Chandler Wobbleの振幅と励起の大きさとの比の2乗。

程度の時間スケールを持つ不規則な大気運動による励起の積分効果でも可能なことに注意しなければならない(この励起機構は Appendix 3 の第 A-2 図 (C) の不規則な場合に相当する)。たとえば、この程度の時間スケールの超長波の存在はすでに明らかにされており(詳細は Sato (1977) の解説を参照)、もし、Inverted Barometer Rule がこの時間スケールで完全に成立しないと仮定すると、前述したように大気質量分布の励起関数は  $\sin 2\theta \cdot e^{i\lambda}$  に比例するので、波数 1 の超長波の運動エネルギー密度が最も大きく、しかも励起効率が最も高い、中緯度での大気質量分布の不規則変動による Chandler wobble の励起は十分可能と考えられる。では、1 年程度以上の時間スケールで成立していると考えられている Inverted Barometer Rule は、1~3 カ月程度の時間スケールでも成立しているのだろうか。Munk・Miller (1950) は大気圧変化に応答する海水面変化の大きさが緯度に比例すると考えたが、これは、大気運動の時間スケール(または空間スケール)がほぼ緯度に反比例すると考えて推定されたものと考えられる。この分野の本格的な研究はスタートしたばかりであって(Wunsch, 1972; Brown *et al.*, 1975)、気象学・海洋物理学が今後取り組まねばならない研究の一つであろうと思われる。

#### 4-2. 地震による励起

さて、Chandler Wobble の励起に寄与する残りの約 50% 程度を何に求めたら良いのであろうか。海洋が、その地理的分布のために、大気の超長波のような地球規模の不安定波動を持つ可能性は少ない。次に、流体核の運動はどうかと言えば、むしろ励起ではなく減衰に効果を持つと考えるべきである。そこで、最も手近かな現象として、地震に伴う断層変形による地球の形状の変化\* が注目される。地震断層の起こり方にはいくつかのタイプが考えられているが、ここではその詳細に立ち入らないで、地震の発生に際して、ある体積を持つ地殻ブロックが上下に運動するものと単純に考えよう。その結果、地球の形状が階段函数的に変化して、その分だけ形状軸が傾き、つまり平均の極の位置が移動し、かつ、極の位置の移動と同じ大きさの半径で、新たに極運動がもたらされることが簡単な計算で示すことができる (Appendix 3)。Mansinha・Smylie(1967)および Smylie・Mansinha (1968) は、このような励起がつぎつぎと起こることにより Chandler Wobble が励起されると考えた。ところが、いかにして地球の形状の変化を地震の断層変形から

見積もるかという問題が生ずる。

これより先に、Munk・MacDonald(1960)は、地震によって  $100\text{km} \times 100\text{km} : 30\text{km}$  の縦・横・高さを持つブロックが  $1\text{m}$  上昇したときの励起の大きさは  $10^{-5}$  程度にすぎず、地震による励起は不可能だとしていた。ところが、その後の地震学の発展は断層モデルに結晶物理学における Dislocation の概念を導入することに成功し、観測される地震波の振巾、位相等から断層の大きさ、方向、向き等の断層パラメータを計算することができるようになり、また、断層変形の規模が予想していたより遙かに大きな地震も存在していることが明らかになった (Press, 1965)。Mansinha・Smylie(1967)は、このようにして得られた断層パラメータを地球の形状変化の計算に応用して、極の移動の見積もりを試みた。この問題はその後多くの地震学者によって議論された (Ben-Menahem・Israel, 1970; Israel *et al.*, 1973; Dahlen, 1971, 1973; Kanamori・Cipar, 1974; Kanamori, 1976; O'Connell・Dziewonski, 1976; Smith, 1977; etc.) が、励起の大きさは最大級の地震でも  $0''.02$  程度にとどまり地震による励起説はまだ定説にはなっていない。しかし、地震が Chandler Wobble の励起の一つの因子にはなり得ると考えられている (Press・Briggs, 1975; etc.)。たとえば、地震活動の経年変化は Chandler Wobble の振巾の変化率の経年変化に酷似している事実から、地震の発生は極運動との並行現象あるいは極運動に対する応答現象とも考えられている (Myerson, 1970; Kanamori, 1977)。このように大気運動は Chandler Wobble を励起し、その結果、地震活動とも関係を持つことになった。この事実は後節(6節)で重要な意味を持つことになる。

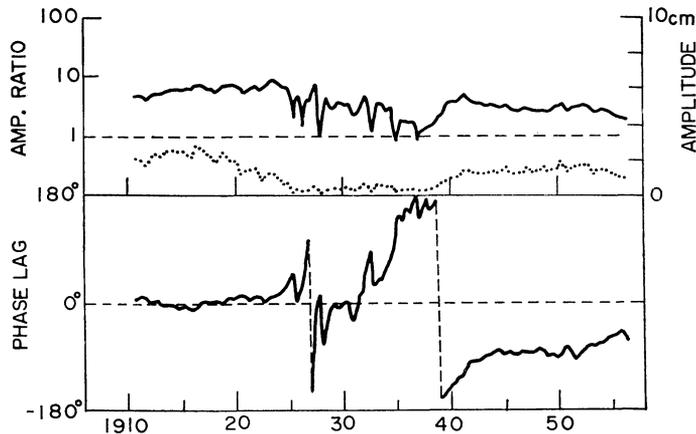
#### 4-3. Pole Tide

Chandler Wobble によって自転軸が傾くと、回転半径の変化により地球表面の大気や海洋の受ける遠心力が自転軸の傾きの分だけ変化し、その結果、大気や海洋に観測可能な程度の Chandler 周期を待つ潮汐 (Pole Tide) が生ずる。この Pole Tide は、極運動が大気・海洋にアクティブに及ぼす唯一の効果である\*。理論的に見積もられる Pole Tide (つまり平衡潮の Pole Tide) は、 $\sin(2\theta) \cdot e^{i\lambda}$  に比例する形を持ち、中緯度で約  $5\text{mm}$  の振巾を持つ海水面変化をもたらす。特に 1950 年頃の Chandler Wobble の振巾極大期には約  $8\text{mm}$  にも達する (Appendix 5)。

ところで、海洋が存在しないか、あるいは、全海洋が

\* 慣性乗積  $c_{13} + ic_{23}$  に相当する。Appendix 2, 3 参照。

\* 年周極運動による Pole Tide も存在するが、大気や海洋の年周変化に隠れて検出困難である。



第6図 Honoluluにおける海水面の Pole Tide (周期434日)の平衡潮に対する振巾比(上段実線)と、位相遅れ(下段実線)の経年変化。上段の点線は観測された海水面の振巾(スケールは右側)の経年変化を示す(Naito, 1977 a)。

氷結したような場合、地球の自由運動である Chandler Wobble はどのようなふるまいを持つであろうか。すぐわかることは、海洋が変形しないのであるから、Chandler 周期が地球を剛体とした場合の Euler 周期に近づくであろうということである。この Chandler Wobble に及ぼす海洋の効果は、平衡潮の Pole Tide による励起函数を計算して、弾性地球(つまり実際の地球ではなくて、海洋が氷結したような場合の地球)の運動方程式を解くことによって得られるはずである。Haubrich・Munk (1959)や Dahlen(1976)は、このような方法で海洋が Chandler Wobble に及ぼす効果を見積もり、海洋(の平衡潮の Pole Tide)が Chandler Wobble の周期を約30日程度引き延ばす効果を持っていることを明らかにした(Appendix 5)。

実際の海洋の Pole Tide は平衡潮ではなく、平衡潮の約2倍の振巾を持ち、その位相も組織的な分布を示さないとされている(Haubrich・Munk, 1959; Miller・Wunsch, 1973; Hosoyama *et al.*, 1976; etc.)。しかし、Pole Tide がほぼ全海洋に存在することは確かなようである。第6図は、Honoluluにおける海水面の Pole Tide の振巾と、平衡潮に対する振巾比および位相遅れの経年変化を示したものである。海水面の Pole Tide は平衡潮に対して、1920年代以前では同位相、1940年代以後では約80°進んだ位相を持っていることがわかる。1930年代の位相遅れの急変は、第5図で明らかのように、Chandler Wobble の振巾が極小になり、Pole Tide が卓越していないために生じたものであろうと思われる。この Ho-

nolulu の結果で代表される太平洋における Pole Tide は、比較的、平衡潮と良い相関を持っているが、浅海のヨーロッパ沿岸では平衡潮から大きくはずれていて、特に Chandler Wobble の極小期である1930年代でさえも Pole Tide が顕著に見られ\*、1940年代では数 cm の振巾を示すところもある。

そこで、平衡潮ではなく実際の Pole Tide が Chandler Wobble に及ぼす効果を見積もらねばならない。今、平衡潮に対する振巾比と位相遅れが海洋のどこでも同じであるような非平衡潮の Pole Tide を考えると、Haubrich らの方法と全く同様な方法で、この Pole Tide が Chandler Wobble に及ぼす効果を見積もることができる(Appendix 5)。Haubrich らと異なる点は、平衡潮ではないのであるから、振巾比や位相遅れの大きさに依存して、Chandler Wobble の振巾や周期あるいは位相が時間変化することである。つまり、振巾比が1で位相遅れがない場合は平衡潮の場合に一致し、たとえば、振巾は平衡潮に一致していても、位相遅れが $\mp 14^\circ$ 程度を持つと、Pole Tide によって1950年前後の Chandler Wobble の振巾の増加・減衰を説明することができる。言い換えれば、実際の海洋の Pole Tide は、Chandler Wobble 減衰させるだけでなく、励起する効果をも持っているわけである。特に、第6図で示されるような、Honoluluにおける Pole Tide は1940年以後約80°も位相の進みを示し、Chandler Wobble を励起していることになる。も

\* この原因も大気・海洋物理学の重要な問題の一つである。

し、太平洋の Pole Tide を Honolulu の値で代表させることができるならば、太平洋は Chandler Wobble を励起するのに十分な面積を持っていることになる。しかし、残念なことに、外洋における海水面観測点が不足しているために、この効果を厳密に見積もることは今のところ全く困難であると言わざるを得ない。

この Pole Tide に関連している現象と思われるが、昔から5～7年の気候変動の周期の存在が指摘されている。平衡潮の Pole Tide のペリオドグラムには約425日、438日、451日の3つの卓越周期が存在し\*、これらと年周変化との結合による見掛けの周期が、それぞれ約7年、6年、5年に相当していることはおもしろい。つまり、大気の超長波で励起された Chandler Wobble は海洋に Pole Tide を励起し、Pole Tide は大気・海洋の5～7年周期の変動と関係していることになる。このことは、天文観測から得られた励起函数と大気による励起函数とが Chandler 周期近くで高いコヒーレンスを持つと言う、Wilson・Haubrich (1976)の結果を支持していることを示すのかもしれない。なぜなら、5～7年周期を持つ大気と海洋の大規模相互作用の可能性が考えられるからである。

では、Pole Tide と海洋変動が相互作用を持つ可能性は考えられるであろうか。一般に、自由振動がその1周期間に消散する運動エネルギーの逆数は  $Q$  値として知られ、Chandler Wobble の運動エネルギーが地球の構成物質の何で消散されているかは、この  $Q$  値を比較することにより判定することができる。現在信頼されている Chandler Wobble の  $Q$  値は30～70の値を持つと言われている。地震波の減衰から推定されるマンツルの  $Q$  値は約200程度で、いっぽう、Hendershott (1972)による半日周 ( $M_2$ )海洋潮汐の  $Q$  値は約35、Wunsch (1974)による北海での Pole Tide の数値解析によると約25であるので、おそらく、海洋で主にエネルギー消散がなされているのであろう。したがって、平衡潮の Pole Tide によるエネルギー消散率は Chandler Wobble の運動エネルギーの消散率にほぼ相当するわけで、そのエネルギー消散率は  $10^{15}/Q$  ergs/sec 程度である。つまり、平衡潮の Pole Tide は  $10^{13} \sim 10^{14}$  ergs/sec 程度のエネルギーを消散しているわけである。いっぽう、海洋変動を維持するエネルギーは  $10^{14}$  ergs/sec 程度であろうと思われるので、エネ

ギーの立場から見ると Pole Tide と海洋変動が何らかの相互作用を持つことは可能であることになる。また、Chandler Wobble のエネルギー消散が海洋でなされるのであるいから、海洋の Pole Tide は平衡潮より遅れた位相を持っていなければならない。ところが、前述したように、平衡潮より大きな振巾を持ち、位相が進んでいることもあるのだから、むしろ、海洋変動のエネルギーが Pole Tide のエネルギーに入り込んでいると考えても良いわけである。このように Pole Tide と海洋変動の相互作用は十分考えられ、むしろ、海洋変動が Chandler Wobble を励起している可能性さえあることになる。Hosoyam *et al.* (1976)は、観測される Pole Tide が平衡潮に対して高緯度で位相遅れ、低緯度で位相進みの傾向を持つことを見出し、北半球では Pole Tide が、低緯度で Chandler Wobble を励起し、高緯度で減衰させる効果を持っていると考えた。もし、大気の超長波によって、約50%程度まで Chandler Wobble がひとたび励起されると、Pole Tide と海洋変動との結合が、Chandler Wobble をさらに増巾あるいは減衰させて、第5図のような経年変化をもたらしている可能性があることになる。

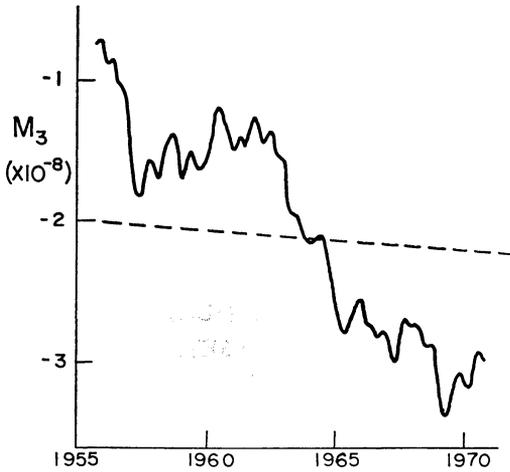
### 5. 地球回転運動の経年変化

最近、気候変動の原因機構についての議論が気象学の枠を越えて活発化しつつある。その中において、地球回転運動はいかなる役割を果たすのであろうか。この気候変動の時間スケールを持つ地球回転運動は、現在解決すべき最も重要な研究課題の一つである。ここでは、数年から数十年の、気候変動としては短かい時間スケールの地球回転運動について議論を試みよう。

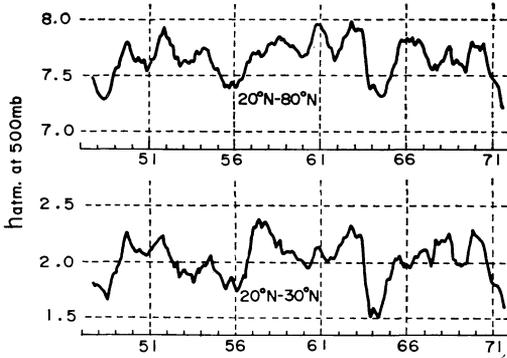
#### 5-1. 自転速度の経年変化

Reed (1963, 1965)による赤道成層圏下部における Zonal Wind の準2年振動の発見と、それによる自転速度の準2年周期変動の説明 (Iijima・Okazaki, 1966)は、それまでの説、すなわち、数年以上の時間スケールの自転速度変動は流体核とマンツルとの角運動量交換に起因している、との考えに対して小さな疑問を投げかけた。その後、Lambeck・Cazenave (1974)は、Newell *et al.* (1972)の資料を用いて、数年程度の時間スケールの自転速度変動 (第7図)ならば大気角運動量変化で励起される可能性がある結論した。第3図で明らかのように、大気角運動量の年周変化は全体の1/3程度であるから、当然残りの約2/3の寄与が考えられていたわけである。実際、第7図に示された変動の大きさは年周変化の振巾

\* 実は、この中の2つの周期のビートが第5図のような Chandler Wobble の振巾の経年変化をもたらしているとの説がある (Colombo・Shapiro, 1968)。



第7図 半年および1年周期が除去された1955年～1970年における自転速度の経年変化。  $M_3$  は平均の自転速度を1とした場合の自転速度変動に相当する。点線は潮汐摩擦による永年減速のトレンドを示す (Lambeck・Cazenave, 1974)。



第8図 北半球500mb面における1mbの厚さの大気角運動量の経年変化。単位は  $10^{29} \text{gcm}^2 \text{sec}^{-1}$  (Naito・Kikuchi, 1973)。

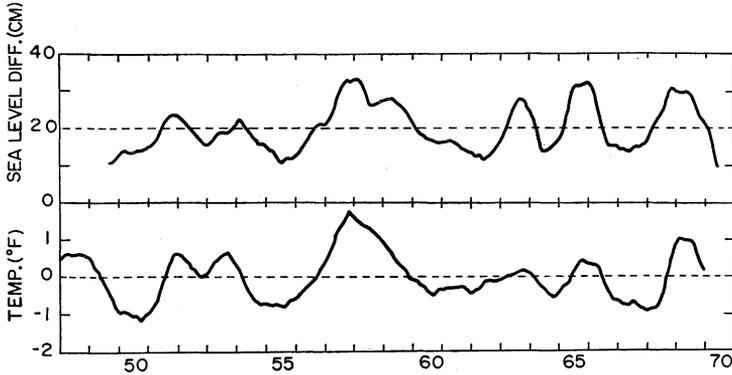
程度であることがわかる。しかし、彼らの資料は  $45^\circ\text{N} \sim 45^\circ\text{S}$  の緯度帯におけるもので、この緯度帯では、たとえば、1957年から1962年までの大気角運動量の減少は第7図の自転速度の同期間における増加の約25%を説明しているにすぎず、すべてを大気角運動量変化に求めることは無理のように思える。

第8図に500mb面における大気角運動量の経年変化を表わしてみた。1957年～1962年では、 $20^\circ\text{N} \sim 30^\circ\text{N}$  の緯度帯で角運動量が減少しているものの、 $20^\circ\text{N} \sim 80^\circ\text{N}$

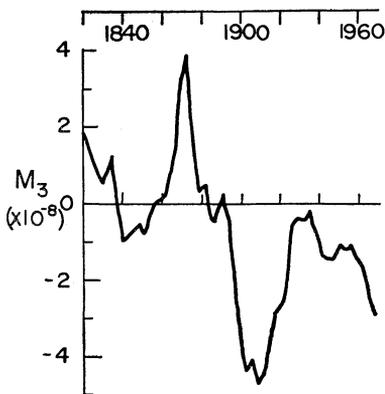
においては角運動量が増加し、これは角運動量保存の立場から第7図と矛盾することになる。一般に、北半球における大気角運動量は南半球におけるよりも小さい(第3図)が、その変化は南半球におけるよりも大きいことが推測され、しかも、500mb面の角運動量はほぼ全高度における値の平均を与えると推測される(Martin, 1965)から、もし、数年程度の時間スケールにおいてもこの推測が正しければ、第8図の $20^\circ\text{N} \sim 80^\circ\text{N}$ における500mb面の大気角運動量の経年変化は大気角運動量の指標になり得るはずであり、第7図の自転速度変化と負の相関を持つはずである。ところが、正の相関の傾向を持ち、むしろ、 $20^\circ\text{N} \sim 30^\circ\text{N}$ における角運動量変化が1957年～1962年に限り負の相関を持っていることが分かる。Lambeckらの解析はこの期間の資料だけであるので、彼らの結論の正否は今後の検証にかかっているわけである。

そこで、年周変化と異なり、海洋の役割が重要な問題となって浮かび上がることになる。自転速度変動に寄与する海洋の角運動量変化は南極大陸を取り巻く海流のみ可能であって、現在知られている海流による角運動量の約10倍の変動がなければ、海流が自転速度変動に寄与する可能性は少ない。しかし、海洋は大気と比較して十分大きな質量を持つ流体であるから、海洋質量分布の変化による慣性能率の変化が期待される(Appendix 2)。つまり、赤道で極大・極小となるような海洋質量の南北分布が自転速度の減少・増加を励起するわけである。たとえば、1957年～1962年における自転速度の増加は、両極で極大、赤道で極小となるような海水面の約2.5cm/ $10^\circ$ 程度の緯度勾配の変化に相当し、この変化が約5年間でもたらされれば良いわけである。この程度の変化は、海水・陸氷を含めた海水移動としては無理な値ではないように思える。

それを示唆する一例として、第9図に赤道反流をはさむ海水位差と中央アメリカ沖の表面海水温度偏差の経年変化を示すことができる。図には、1957年～1962年における自転速度の増加に相当する(?)のような海水位差の変化が顕著に現われていることがわかる。第9図の海水位差の変化のみでは、第7図の自転速度変動を説明することはできないが、関連する現象が海洋に存在することは確かであろうと思われる。このようなわけで、大気角運動量の厳密な見積りには、角運動量保存の立場から、海洋の慣性能率変化、すなわち、海水質量の南北分布の経年変化についての有力な情報をもたらしてくれることにもなる。



第9図 1948年～1970年における12カ月移動平均された、赤道反流をはさむ海水位の南北差（上段）と、中央アメリカ沖の表面海水温度偏差（下段）の経年変化(Wyrtki, 1973).



第10図 5年移動平均された自転速度の経年変化 (Lambeck・Cazenave, 1976).

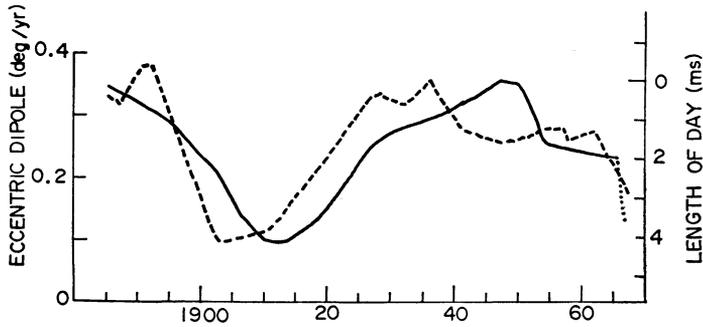
さて、話を数十年程度の時間スケールを持つ自転速度変動に移すことにしよう。現在最も信頼されている過去約200年間の自転速度変動の計算結果は、Brouwer(1952)によるもので、それに最近の結果を入れたものが第10図に示されている。ただし、1955年以前の値は標準時として暦表時 (Ephemerio Time; 主に月の公転速度に基づく時刻) が用いられている。前述の数年代程度の時間スケールに比べて、その変化の大きさは1桁大きく、これを氷雪を含む海水質量の南北分布の変化に求めることができるかどうかの問題となる。

Munk・Revelle(1952)は、大気、海洋、地殻・マントルおよび流体核のそれぞれの運動が自転速度の数十年程度の時間スケールの変動に及ぼす効果を見積もった。その結果、大気角運動量変化の寄与は5～10%可能であるとし、陸水を含む海水質量の南北分布の変化による寄与

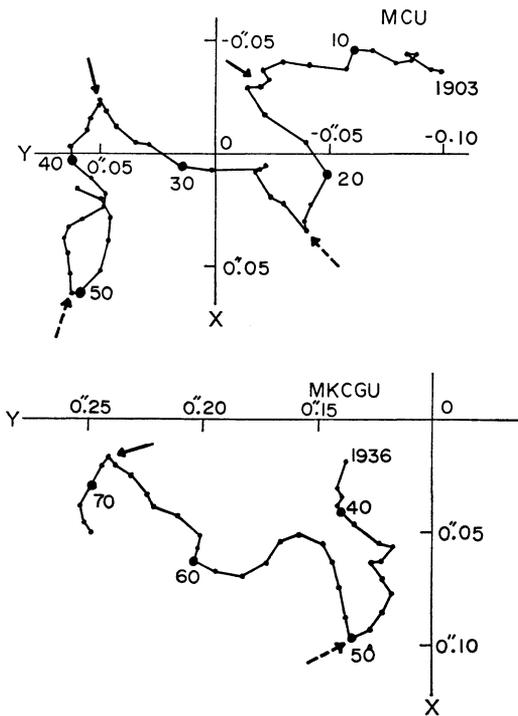
はほぼ説明するのに十分であるが、海水面変化の観測資料は自転速度変動の約20%程度を説明するのにとどまるとした。地殻・マントルの上下運動の寄与は、もし可能だとしても、10%程度にとどまり、結局、マントルと流体核が電磁的に強く結合して、それらの間の角運動量交換が自転速度の不規則変動の励起源であると結論した。その根拠として、地球磁場の偏心双極子 (Eccentric Dipole)\* の西方移動速度と自転速度変動との強い相関 (Vestine, 1953) を指摘した。実はそれまで多くの人達は、マントルと流体核の境界ではほとんど摩擦が働かずマントルと流体核はそれぞれ独立の運動を持っていると考えていた。しかし、マントルが電気の良い導体であることがわかり、その結果、マントルと流体核はそれらを貫ぬく磁場によって強く結合していることになり、流体核がマントルに対して運動すると、地球磁場から電磁力を受け、これを電磁結合 (Rochester, 1970) と呼んでいる。この他に、マントルと核の境界が地理的に不規則性を持つことによる結合 (Hide, 1969) 等が考えられている。流体核とマントルの角運動量交換が可能なのはほぼ確からしいことがわかってきたわけである。

第11図に Kahle et al.(1969)による地球磁場の偏心双極子の西方移動速度と LOD の経年変化を示す。LOD の変化が、偏心双極子の速度変化に対し約7年先行しているが、この7年の磁場の遅れを磁場のマントル内での拡散時間と解釈するか否かは問題が残るとしても、第11

\* 地球磁場を一つの磁石で近似する時、地球中心から少しずらした磁石を考えるとよく近似できるので、そのように決められた地球磁場の磁石 (双極子) をこのように呼んでいる。



第11図 地磁気の偏心双極子の西方移動速度(実線)とLOD(点線)の経年変化(Kahle et al., 1969).



第12図 6年移動平均された極位置(平均極)の経年変化. 上段は ILS の3観測所(Mizusawa, Carloforte, Ukiah)で, 下段は同じく5観測所(Mizusawa, Kitab, Carloforte, Gaithersburg, Ukiah)で決定された(Naito, 1974).

図の相関は十分有意であり, 現在では, 自転速度の数十年程度の時間スケールの変動が核・マンツルの電磁的相互作用による流体核とマンツルの角運動量交換に起因していると考えられている(Vestine・Kahle, 1968; Yuku-

take, 1972; etc.). しかし, 一方ではこれに疑問を持つ立場の人たちもいる\*. 最近, Lambeck・Kazenave (1976) は, 第10図の自転速度変動と大気の Zonal Circulation とが相関を持つことを指摘した. それによると, 自転速度の加速期間は Zonal Circulation の強化と地上気温の上昇の期間に相当し, 自転速度の減速期間はそれらの逆の期間に相当している(第15図参照). そして, このような気候変動と自転速度変動との相関を説明するためには, これら両方を励起する機構を考えねばならないとして, 火山噴火活動等にその励起源を求めている(6節参照). しかし, 第11図のような地球磁場の変化が実在するならば, 数十年程度の時間スケールでの火山活動と流体核・マンツル相互作用とのむすびつきをいかに説明するかという難問が残されている.

5-2. 平均極の経年変化

Chandler Wobbleと年周極運動を消去して得られる極位置は, 平均極(Mean Pole)と呼ばれ, その経年変化は第12図のようなふるまいを示し, ヨーロッパ大陸と東部太平洋を結ぶ線を振動しながら, 北米大陸方向へ移動しているのがわかる. そこで, まず北米大陸方向への移動について考えてみよう. Munk・MacDonald(1960)は主にグリーンランドの氷の融解が0.2cm/year程度の海面上昇をもたらし, その結果, 海水面のふくらみとは反対の方向, すなわち, 質量が減少したグリーンランドの方向に自転軸(形状軸)\*\*が傾き, 平均極の北米大陸方向への移動を励起すると考えた. しかし, 海面上昇から計算される極の移動方向は第12図の北米大陸方向と

\* Jin(1974)や Malin・Clark(1974)等.

\*\* Chandler 周期より十分長い時間スケールの変動であるから, 形状軸と自転軸は一致していると考えられる(Appendix 1, 4).

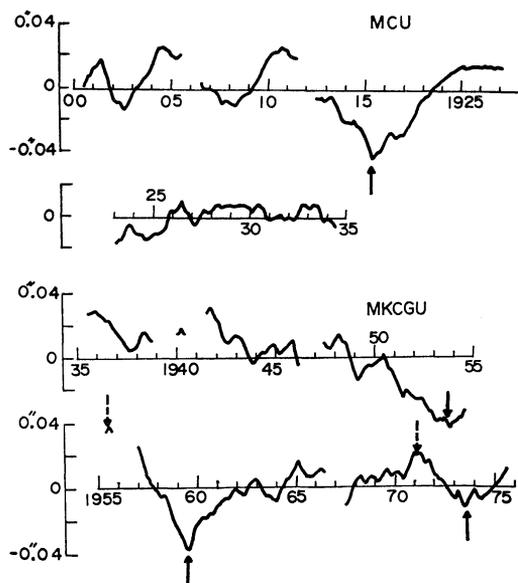
異なるので矛盾するとした。つまり、グリーンランドの氷のみが融け、南極大陸の氷が融けないと考えることは不可能なので、氷雪の約90%を持つ南極大陸でもグリーンランドと同じ割合で氷が融けると考えると、海洋の地理的分布 (Appendix 4) に依存して極は太平洋方向と反対のアジア大陸方向に移動することになり、観測に一致しないわけである。

いっぽう、4-2節で述べたように、大規模地震に伴う地殻の断層変形も平均極の移動を励起することが考えられる。実際に、大規模地震は限られた特定の場所で発生し、特定の方向に地殻ブロックを移動させていると考えられるから、それによって励起された平均極はある定まった方向に移動するはずである。これを定量的に見積もるためにはすべての地震の断層パラメータを必要とするが、これは最近の地震を除けば不可能に近い。そこで、Takeuchi・Sugi (1972) や Tanaka・Naito (1976) は、世界のプレートの湧き出しと潜り込みによる質量移動をプレートの速度を適当に仮定して計算し、それによる地球の形状変化が平均極の北米大陸方向への移動をもたらす可能性があることを確かめた。これは、主に日本列島付近と南米のチリー付近のプレートの潜り込み部分に質量の蓄積される割合が大きいと仮定して得られたものである。このようなわけで、現在では、平均極の北米大陸方向への移動は、これらのテクトニック過程と海水面上昇の両方に起因していると考えられている。

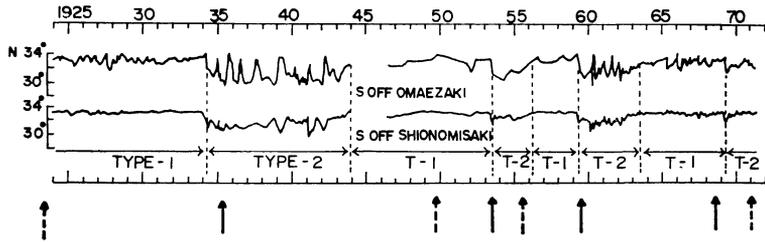
つぎに、平均極の振動部分について考えてみることにしよう。Sekiguchi(1954)は、平均極の振動に伴う屈折点がBrouwer(1952)による自転速度の変動 (第10図) に現われる屈折点の時期に一致することを指摘し、平均極の振動が自転速度変動の励起と同じ原因で励起されると考えた。つまり、Munk・Revelle(1952)による、流体核のマンテルに対する角運動量が形状軸のまわりの成分だけでなく、赤道面内の他の2成分をも持つと考えれば良いというわけである。言い換えれば、流体核の南北方向の運動がこのような平均極の振動をもたらしているというわけである。これに対し、Melchior(1958)は、屈折点が存在する時期の1906年、1912年、1922、7年および1935年等が ILS の緯度観測プログラムを変更した時期に相当するとして、この屈折変化は星の個有運動の結果計算上得られた非極変化であるとした。しかし、その後の、たとえば、1966年のプログラム変更時にはそれらしい屈折は現われず、Melchior の説は否定された。これとは独立に、McCarthy (1972) は、ワシントンの緯度観測値

のみを解析して ILS による平均極の経年変化 (第12図) と似た屈折変化の存在を指摘している。

ところで、第12図のような平均極の振動の励起機構を核・マンテル相互作用以外に求める考えも出されている。Hattori (1959)は、各観測所 (特に水沢など) の勝手な移動による計算上得られた非極変化であろうとし、Yumi・Wako (1966) は大陸移動にその原因を求め、Okuda (1969) はジェオイドの変形に伴う非極変化であると考え、これと同じ効果はZ項の経年変化にも見られるとした。この約0''.06の大きさを持つ平均極の振動が非極変化でないとするならば、北半球の大気・海洋の質量分布において、振巾がたかだか3mb程度程度の東西波数1の荷重変化で説明することができる (Appendix 3の第A-2図 (a) の場合に相当する)。もし、海水面変化のみで励起されると考えると、海洋の地理的分布 (Appendix 4) から計算される振動方向は125°Wの方向を持つはずで、これはほぼ第12図に一致する。Markowitz(1970)はこの振動周期を約24年であるとし、Vicente・Currie (1976) によるスペクトル解析結果は29年であった。したがって、北太平洋東部を中心とする海水面に約5~10cmの振巾で周期29年程度の変動があれば、平均極の振動は説明さ



第13図 12ヵ月移動平均された ILS による Z 項の経年変化。欠測期間は緯度観測プログラムの変更あるいは観測所の組合わせの変更の期間に相当し、この欠測期間の両側のレベルは一般に異なる。図の MCU, MKCGU については第12図の説明参照 (Naito, 1974)。



第14図 黒潮流軸の位置の経年変化。下段の実線矢印は黒潮蛇行の発生時、点線矢印はその消滅時に相当していると推測される。第12図および第13図の矢印の位置に注意(Naito, 1974)。

れることになる。しかし、現在までの海面変動の解析ではこのような変化は発見されていないようである。このようなわけで、平均極の振動が海洋変動に起因しているのか、それともテクトニック過程に関係しているのか、あるいは、核・マントル相互作用で励起されるのかは、今のところ全く不明であると言わざるを得ない。しかし、次節のZ項の経年変化と海洋変動との関係に、この平均極の振動をも関連付けることができれば、解明の糸口がつかめるかもしれない。

### 5-3. Z項（非極変化項）の経年変化

Kimura(1902)の提案になる極運動の観測方程式の中のZ項は、当時、年周変化のみ示すと考えられ、一般に、KimuraのZ項は年周Z項を意味していた。Wako(1970)は、年周Z項が半年周章動項の見かけの年周変化であることを実証した。すなわち、位置天文観測では地球を剛体と仮定して星の位置を計算して章動項を求めていたために、実際の変形可能な地球の章動項との差が観測値に現われたわけである。しかし、年周Z項には海洋質量の南北移動に起因する重心移動の効果がまぎれている可能性も考えられている(Naito・Sugawa, 1973)。この年周変化を消去して、約70年間のZ項の経年変化を算出したところ、大きな経年変化の存在が明らかになり(第13図)、この解釈が新たな問題となった(Okuda, 1969; Naito・Ishii, 1974; etc.)。

これより先に、Kimura(1922)はZ項の一般的なふるまいとその原因について論じ、最も可能な解釈を鉛直線変化に求めた。その一例として、質量の南北非対称分布による地球重心の南北移動が考えられる。しかし、たとえば、1955年～1959年におけるZ項の急減少(この大部分は局所的な鉛直線の変化に起因していると考えられるべきと思われる)を地球の重心の北向き移動で説明するためには、地球表層あるいは、内部で、 $10^{21}$  g程度の質量の北向き移動を考えねばならず、これは1 m程度の海面

上昇に相当し、海洋変動に期待することは量的には不可能である。しかし、地球内部に原因を求めると(無責任であるが)、重心移動は十分可能で、その場合、海洋は地球内部の運動と同じ方向に運動するはずである。すなわち、海洋質量は地球内部の原因で生じた新しい重力場に従って再分布されることになる。そう考えると、海洋質量の南北移動は、海洋の地理的分布に従って、同時に平均極の移動をも励起するはずである。しかし、第12図において第13図に対応する屈折変化は少ないようである。問題は固体地球内部にこの程度の重心移動を起こすような運動があるのか否かにかかっているわけであるが、一般に、同一緯度線上に観測所を持つ ILS システムで決定されたZ項は、南北方向の何らかの運動に起因していなければならない。これは、自転速度変動を励起する赤道方向のふくらみの変化に似ている。実際、Z項のスペクトルは自転速度のスペクトル(第2図)とよく似ていて(Naito・Ishii, 1974)、準2年周期等も見られる。もし、Z項の変化が重心の南北移動に起因しているならば、それを励起する質量変化は南北両半球で逆位相の関係になっているはずである。

ところで、第13図のZ項の経年変化の変動の時間スケールは数年程度であり、これは、時間スケールの立場から考えると海洋変動に最も期待することができる。そこで、海洋に目を向けると、たとえば、Z項の経年変化の中で最も顕著な1955年～1959年における大気・海洋系の異常な変動についての多くの報告がある(Munk・MacDonald, 1960; Bjerknes, 1969; Namias, 1970; Huang, 1972; Favorite・McLain, 1973; Wyrтки, 1973; etc.)ことに気がつく。これらの報告の大部分が北太平洋に関するもので、この海域が前述の平均極の振動の方向に一致していることは偶然ではないかもしれない。この北太平洋における大規模海洋変動の現象のとらえ方やその解釈には諸説が入り乱れている(詳細は Teramoto, 1975

の解説を参照)が、一言で表現するならば、第9図の赤道反流をはさむ海水位の南北差の変動等と密接な関係を持つ太平洋全域に及ぶ大規模な海洋変動が存在したということになるであろう。たとえば、Namias(1970)は、1954年から1959年にかけて、北太平洋全域の平均表面海水温度が約2°F上昇を続け、1959年に突然約1°F下降したという事実を報告している。いっぽう、北太平洋の海水の動きをコントロールしているはずの黒潮にこれに相当する顕著な変化が期待される。なぜなら、一般に海流の西岸強化海域では変動が増巾されていると考えられるからである。ところが、すでに日本の研究者により、黒潮がガルフストリームとは異なる経年変化を持ち、その海洋物理学的重要性が議論されていた(Stommel・Yoshida, 1972; etc.).

第14図に、よく知られている日本列島西南部における黒潮流軸の位置の経年変化を示す(Shoji, 1972; Nitani, 1972による)。これによると、第9図の海水位差の変化の資料より約25年も昔にさかのぼって海洋の経年変化を見ることができる。図中、Type 1は黒潮流軸の日本列島への接岸型に対応し、Type 2は離岸型(蛇行型)\*に対応している。この黒潮の変動が、北太平洋のみならず、太平洋全域の海洋変動の指標になっているかどうかの問題であるが、それを検討することは今後に残すとして、試みに、第12図と第13図に見られる屈折点に図のような実線矢印と点線矢印をつけて、それぞれの時期を第14図に記入してみると、実線矢印がほぼ黒潮蛇行(Type 2)の始まりに位置していることがわかる\*\*。しかし、点線矢印は必ずしも蛇行の終わりを指していない。もし、この相関が実在すると考えると、蛇行の発生はジェオイドの変形(たとえ局所的であっても)をもたらすような太平洋規模の突発的海洋変動と見ることができ、いっぽう、蛇行の消滅はゆるやかであることを示している。

平均極の振動と黒潮流軸の変動との相関が実在するならば、黒潮の蛇行は北太平洋の海水面が極小に達したときに発生することを意味し、これはZ項の極小期との相関から、重心移動説に基づいて推定される、北半球における海水質量の極大期に蛇行が発生するとの考えに矛盾することになる。この矛盾がZ項の重心移動説を否定することを意味するのか、それとも、平均極の振動の解釈を他に求めねばならないことを意味するのか、あるいは、

\* 蛇行と同時に冷水塊が伴うことはよく知られている。

\*\* Uda(1964)は、1917年から1919年にかけても蛇行が存在していた可能性を報告している。

海洋の複雑な地理的分布が黒潮系の特異な運動をもたらして、上述の考えを複雑にしているのか、または、海洋変動を伴うようなジェオイドの変形が存在していて、その局所的に強調された部分がZ項や平均極の変化に現われたのかは、現在のところ明らかではない。しかし、第9図の海水位差の変化と第13図のZ項の変化との間にも相関が見られることから、第9図のような赤道における海水位の南北差の変化が赤道を越える海水質量輸送の変化とみることでもでき、これが南北方向の重心移動と関係している可能性も考えられる。このようなわけで、平均極の振動やZ項の変動に関連する地球規模の海洋変動の存在はほぼ確かなように思われる。第13図によると、1973年末にZ項は再度極小を示し、これに約1年半遅れて黒潮流軸の蛇行が再度発生した事実は注目すべきである。このような事実を、単に、海洋変動と地球回転運動との相関としてとらえるべきなのか、それとも、これらの間をとりもつ何か重要なことがらの隠れた存在に注目すべきなのかは、今後の課題として残されている。

## 6. 大気・海洋・固体地球の相互作用

このように、地球回転運動の経年変化はほとんど解明されていないのであるが、ここでは、地球回転運動をやや離れて、これまで述べてきたことがらを総合的にながめてみることにする。そのまゝに、前節までのことがらを整理してみよう。地球自転速度の数年程度の時間スケールの変動は、大気のZonal Windによる角運動量変化と海洋質量の南北方向の移動による慣性能率の変化で励起される可能性が高く、また数十年程度の時間スケールの変動は、流体核とマンツルの相互作用による角運動量交換に起因している可能性が考えられているが、一方では、大気・海洋系の変動とも相関を持っていた。また、平均極の経年変化には約30年周期の振動が存在していて、時間スケールを考慮すると、これは流体核とマンツルの相互作用に励起を求めねばならないが、海洋変動や氷雪等の変化の励起でも可能であった。極運動に関係しないZ項の経年変化は、海洋変動と密接な関係を持っていたが、これを説明するためには、地殻・マンツルの変形(局所的な変形も含む)が伴っていなければならないと考えられる。さらに、Chandler Wobbleの経年変化は地震の発生と強い相関を持っていた、これを、大気・海洋系の運動で励起された、Chandler Wobbleに対する地殻・マンツルの応答\*と考えることも可能であった。

\* 一種の Pole Tide と考えられる(Pines・Shaham, 1973)。

“重要なことは、これら地球回転運動の経年変化には、大気・海洋系の変動が必ず関与していることである”。

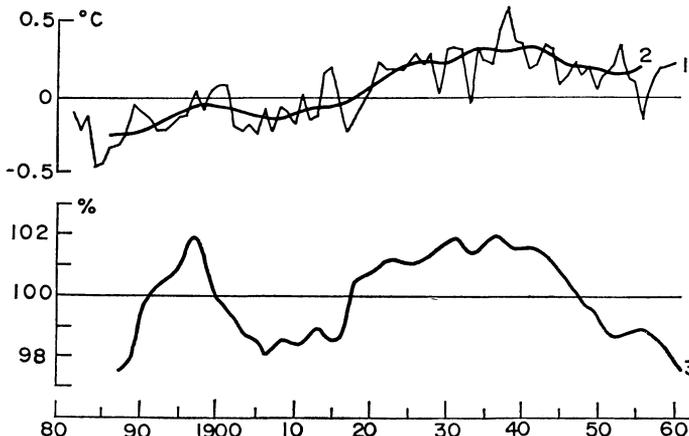
以上の現象は、流体核とマンツルの相互作用を除けば、すべて、地殻・マンツルより上層でのできごとである。もし、流体核とマンツルの相互作用が地球回転運動の結果と見ることができるならば、数十年程度の時間スケールの自転速度変動や平均極の振動も地殻・マンツルより上層の運動で励起されることになり、上述の現象を無理なく説明することができるかもしれない。そのためには、大気・海洋系の運動が数十年程度の時間スケールの地球回転運動に対しても効果をもちたらしめていなければならない。しかし、これまで述べてきたように、大気・海洋系の運動は数年程度までの高い周波数の地球回転運動を励起することは可能であっても、数年程度以上の低い周波数の地球回転運動を励起することは、現在の地球観では、不可能と思われる。そこで、この困難を突破するために、次のようなモデルを考えてみよう。

今、高周波数の大気・海洋系の運動が地球回転運動を励起すると同時に、地殻・マンツルの変形（たとえば慣性率等の変化）をももたらすことができると仮定しよう（Appendix 2 参照）。この場合の地殻・マンツルの変形は、急激な大気・海洋系の直接的な変形（たとえば荷重による変形等）や、急激な地球回転運動の応答としての変形が考えられる。そして、高周波数の大気・海洋系の運動の効果が地殻・マンツルの変形という形となって

蓄積されると考えることにしよう\*。これは、地球を粘弾性体とみなすことに相当する。

他方、高周波数の大気・海洋系の運動が流体核とマンツルの相対運動をも励起する可能性も考えられる(?)。これらを総合すると、“低周波数の固体地球の運動（あるいは地球回転運動）は、高周波数の大気・海洋系の不規則な運動を入力とする地殻・マンツル・流体核系の非線型(?)応答出力と見ることができる”であろう。この考えは、自転速度の数十年程度の時間スケールの変動を小さな不規則変動の蓄積効果とみなすことができるとした Brouwer (1952) の説に似ている。すなわち、この小さな不規則変動を大気・海洋系の運動（たとえば、超長波や Zonal Wind）と考えれば良いわけである。実際、大気の Zonal Wind は、数年程度の時間スケールの自転速度変動のほかに、数日から数カ月程度の時間スケールの自転速度の大きな変動（年周変化の振巾程度）をも励起することが明らかにされている(Lambeck・Cazenave, 1974) ので、固体地球に対する入力としての大気・海洋系の不規則変動は数日から数年程度にわたる連続スペクトルを形成していると考えられる。

さて、このように考えると、大気・海洋系の運動と地球回転運動の両方に関係するような地殻・マンツルの活動が存在するはずである。前述したような Chandler Wobble の応答としての地震の発生はその良い例である。同じような見方は、巨大地震がプレートの境界で約 40 年程度の周期で発生すること(Mogi, 1974)や、その一



第15図 北半球の平均気温偏差(上段)と平均直達日射量(下段)の経年変化。曲線1は12カ月移動平均、曲線2,3は10年移動平均を示す(Budyko, 1969)。

\* Appendix 2 で述べられている Rotational Deformation や Load Deformation の一部(数%)がそのまま蓄積され続けると考える。

部の日本列島付近での巨大地震\* が黒潮の接岸型の期間にのみ集中して発生する事実(Naito・Onodera, 1974)に対しても適用できるかもしれない。Anderson (1974) や Press・Briggs(1975)等は、Chandler Wobble, 地震の発生および自転速度等の経年変化が互いに相関関係にあることを指摘し、これらが閉じたシステムを形成している可能性があると考えているが、この閉じたシステム中の変動は、すべて、大気・海洋系の運動に対する応答と考えられる。

ところで、前述したように、火山活動が大気・海洋系の変動と地球自転速度変動の両方を励起している可能性が考えられていた。つまり、火山噴火によるエアロゾルの増加が、日射量をコントロールして、気候変動を励起するとの説(Budyko, 1969; Yamamoto・Tanaka, 1972; Lamb, 1972; etc.)が昔から考えられていた。第15図は、Budyko (1969) による北半球における平均気温と日射量のそれぞれの経年変化である。この、平均気温の変化が、Lambeck・Cazenave (1976) によると、自転速度の数十年程度の時間スケールの変動(第10図)と相関を持つことになるのだが、Budyko は日射量の1.6%程度\*\*の減少が火山活動によってもたらされることがあれば、この平均気温の変化程度の気候変動が励起されると考えた。今、大気・海洋系の変動の蓄積が地殻・マントルの変形をもたらすと考えているのであるから、この火山活動は地殻・マントルの変形の過程そのものでなければならない。しかし、火山活動に起因するエアロゾルの増加は、日射量の変化を経て、地球規模の大気の運動、たとえば、超長波や Zonal Wind, をコントロールする熱力学的な安定度を支配している可能性があるだけで、火山活動が主因となって、地球回転運動が励起されると考えるべきではないように思われる。

上述のモデルの可否は今後に残すとして、地球回転運動は、関係する固体地球内・外の種々の運動を総合的に関連付ける役割を持っていることになる。筆者は、これらの関係を“大気・海洋・固体地球の相互作用”とでも呼ぶべきであると考えている。これを、今後の地球の力学の研究を推進するための、一種の作業仮説とみなしても良いかもしれない。

\* この巨大地震の発生は特異な季節特性を持っている(Mogi, 1969)。

\*\* 地球全体で日射量の1%は $10^{29}$ ergs/year程度で、これに対して地震活動のエネルギーはたかだか $10^{25}$  ergs/year程度である。

## 7. 1980年代の課題

大気・海洋系の運動が地球回転運動の全分野と密接な関係を持っていることを述べてきた。その中で、1年程度の時間スケールの現象はほぼ大気の運動の効果であることが明らかにされ、数年程度の時間スケールでは海洋の運動が大きな役割を果たす可能性が明らかにされ、そして、数十年程度の時間スケールでは氷雪を含む大気・海洋系の運動と地殻・マントルおよび流体核の運動が、互いに関係を持ちながら地球回転運動と一種の相互作用を及ぼし合っている可能性が明らかにされた。これらのことがらを第1表にまとめて示してみた。

この報文の後半の大部分では、定量的な議論がほとんどなされずに話を進めてしまった。その主な理由は、説明するのに十分な観測資料を主とする情報が不足していたためである。これらの情報を得ることは1980年代の地球回転運動の課題であり、同時に、関連する気象学・海洋物理学の課題でもあるように思える。以下にそれらの課題を要約してみることにする。

第1に、気象観測の3次元的な充実と水文学的諸量の地球規模の観測は大気運動による励起函数の厳密な評価を可能にし、その結果、たとえば、Chandler Wobbleの大気による励起の限界が明らかにされ、残部の励起源についての情報が提供されるはずである。同様に、大気角運動量と氷雪量の厳密な評価は主に海洋変動の大きさの限界についての情報を提供するはずである。

第2に、人工衛星による海水面変動やジェオイドの厳密な観測と海洋底での圧力変動の観測は、海洋変動の時空間スケールの大きさについての情報を提供し、大気・海洋系と固体地球が力学平衡を保って運動する場合の地殻・マントルの変動の大きさについての情報を提供するはずである。

第3に、大気・海洋系の運動が固体地球内部(主に地殻・マントル)の運動を励起する理論的モデルの開発は、この報文の後半で述べられた、種々の現象の経年変化を説明するためにぜひ必要な仕事であろうと思われる。

これら3つの課題は、気候変動の原因機構の解明を側面から推進するばかりでなく、固体地球内部の運動を解明する役割をも果たすであろうと思われる。1980年代は、大気・海洋物理学と測地学・固体地球物理学とに共通した問題の解明に着手する時代となるのではなかろうか。現在までの地球回転運動論は、地球物理学の各分野の成果を応用することにより発展してきたのであるが、これ

からの地球回転運動論は、上述したような、大気・海洋系と固体地球との境界分野の発展なくして、大きな飛躍をみないであろうと思われる。

8. おわりに

1900年に発足した緯度観測は 39°8'N に並ぶ、水沢, Kitab, Carloforte, Gaithersburg, Ukiah の5観測所で構成されている ILS(International Latitude Service)から、1962年に発足した世界の数十観測所で構成されている IPMS (International Polar Motion Service) に受け継がれ、その資料は水沢に置かれた中央局から出版されている。いっぽう、自転速度変動についての資料はパリ天文台に中央局が置かれている BIH (Bureau Internationale de l'Heure) から出版されている。最近では、人工衛星を用いた測地観測により極運動を決定する方法やパルサー (パルス状の電磁波を発する天体) を用いた位置決定あるいは月レーザの利用等の新しい観測手段が登場して、地球回転運動の観測も大きく方向を変えつつあることを付記しておこう。

大気・海洋系の運動に関係する地球回転運動の現在までの発展とそれに関連する話題について解説した。しかし、解説とは言っても筆者の地球観が反映した全く無責任な内容であることをおわびしなければならない。この報文では、Polar Wandering, 自転速度の永年減速、才差・章動の各項目を省略した。永年減速は海洋潮汐に関連して興味ある問題であるが、たとえば、Munk (1969) を参照していただきたい。6節の大気・海洋・固体地球の相互作用では、定性的な議論のみで話を進め、最も重要な海水面変動や地殻の上下運動についての定量的な議論が全く略されている。この分野に興味を持たれた方は、1972年から1974年にかけて  $E \oplus S$ , Transaction of

American Geophysical Union (AGU) に掲載された Geodesy/Solid-Earth and Ocean Physics (GEOP) の報告 (全7回) を参照していただきたい。

この小論を読んでいただき、大気・海洋の諸現象が、気象学・海洋物理学だけのものではなく、全く無縁のように見える固体地球物理学とも深いかわりを持ち、さらに、大気・海洋系と固体地球の境界分野の開拓が今後の固体地球物理学の発展の鍵をにぎっている可能性もあることを理解していただければ、筆者は目的を果たすことができたと考えている。最後に、この報文を書く機会を与えてくれた「天気」編集委員会に対して感謝する。特に、この報文を書くことをすすめて下さり、筆者の乱雑な原稿の改良に有益なコメントをお寄せ下さった編集担当の木村竜治さん、原稿を読んでいただき多くの筆者の考え違いを指摘して下さいました飯島重孝さん、電磁気学上の貴重なコメントと読者としての一般的な意見をお寄せ下さった田中稷さん、この報文に対して最も基本的な助言をお寄せ下さった田中正之さんに深く感謝する。

Appendix 1. 緯度変化と極運動の関係

第A-1図において、地球の形状軸 (最大慣性率を持つ軸) の北極の近くに原点Oをとり、慣例により+x軸をグリニジ方向、+y軸を90°W方向にとり、ある瞬間における極位置を  $P(x, y)$  とおき、 $x$  および  $y$  を角度で表わすと、緯度観測所Sで観測された緯度変化  $\Delta\varphi$  は  $\overline{OP}$  の  $\overline{OS}$  上の射影  $\overline{OQ}$  に等しい。すなわち、極位置  $P(x, y)$  は、S点の経度を  $\lambda$  とおくと、 $\Delta\varphi = x \cos \lambda + y \sin \lambda$  で決定される。しかし、Kimura(1902)は  $(x, y)$  に起因しない緯度変化が存在することを提案し、極運動の観測方程式は次のように修正された。

$$\Delta\varphi_i = x \cos \lambda_i + y \sin \lambda_i + z \quad (A-1)$$

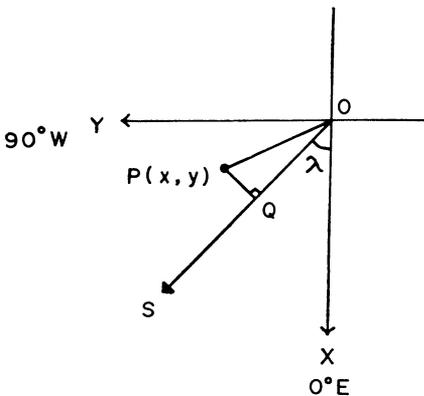
ここに、 $\Delta\varphi_i$  は経度  $\lambda_i$  の観測所における緯度変化である。

Appendix 2. 地球回転運動の力学

空間に固定された慣性座標系に対して、角速度  $\omega_i$  で回転する物体の運動は、物体の重心に原点をおく回転座標系  $x_i (i=1, 2, 3)$  における、Euler の運動方程式

$$\frac{dH_i}{dt} + \varepsilon_{ijk} \omega_j H_k = L_i \quad (A-2)$$

で表わされる。ここに、 $H_i$  は重心のまわりの角運動量、 $L_i$  は物体に作用する外力によるトルク、 $\varepsilon_{ijk}$  は交代テンソルで、 $i, j, k$  の中で2つの添字が等しいとき (0)



第A-1図 極位置と緯度変化との関係。

をとり、1, 2, 3, 1, 2, 3, ...のようなサイクルのとき (+1) それ以外のとき (-1) をとる。角運動量  $H_i$  は次の2成分からなる。

$$H_i(t) = C_{ij}(t)\omega_j + h_i(t) \quad (A-3)$$

ここに、

$$C_{ij}(t) = \int_V \rho(x_k x_k \delta_{ij} - x_i x_j) dV \quad (A-4)$$

$$h_i(t) = \int_V \rho \varepsilon_{ijk} x_j u_k dV \quad (A-5)$$

で、 $\rho$  は物体の密度、 $u_k$  は  $x_i$  座標系に相対的な速度、 $\delta_{ij}$  はクロネッカーのデルタで、 $i=j$  のとき 1、 $i \neq j$  のとき 0 をする。(A-4)式は体積  $V$  に含まれる慣性テンソルを表わし、(A-5)式は同じく運動  $u_i$  による相対角運動量ベクトルである。(A-3)式を(A-2)式に代入すると、

$$\frac{d}{dt} [C_{ij}(t)\omega_j + h_i(t)] + \varepsilon_{ijk}\omega_j [C_{kl}(t)\omega_l + h_k(t)] = L_i \quad (A-6)$$

が得られ、回転する物体の運動は(A-4)、(A-5)、(A-6)式で決定される。そこで、回転している地球の座標系の  $x_1$  軸をグリニジ方向、 $x_2$  軸を90°E方向、 $x_3$  軸を形状軸(最大慣性能率軸)に設定すると、平均の角速度ベクトルに対する瞬間角速度ベクトルの運動を次のように表わすことができる。

今、慣性テンソル  $C_{ij}$  を  $x_i$  軸(形状軸)のまわりの平均の慣性能率  $(A, A, C)$  とそれからの変化  $c_{ij}$  の和で表わされるものとする。この  $c_{ij}$  は  $i \neq j$  のとき慣性乗積と呼ばれる。

$$\left. \begin{aligned} C_{11} &= A + c_{11}, C_{22} = A + c_{22}, C_{33} = C + c_{33} \\ C_{12} &= c_{12}, C_{13} = c_{13}, C_{23} = c_{23} \end{aligned} \right) \quad (A-7)$$

さらに、地球の平均の角速度を  $\Omega$  で表わすとき、瞬間角速度ベクトルの各成分は次のように表わされるものとする。

$$\omega_1 = \Omega m_1, \omega_2 = \Omega m_2, \omega_3 = \Omega(1 + m_3) \quad (A-8)$$

すなわち、 $(m_1, m_2, 1)$  は瞬間自転軸の方向余弦である。第A-1図の極運動を表わす座標では、 $y$  軸が90°W方向にとられているので、 $(m_1, m_2)$  三  $(x, -y)$  の対応関係にある。 $m_3$  は  $\Omega$  と  $\omega_3$  の変動成分  $\Delta\omega_3$  との比、 $\Delta\omega_3/\Omega$  に等しく、これは1日の平均の長さ(LOD; Length of Day)に対し、その変動量を  $\Delta(\text{LOD})$  と書くと、それらの比、 $-\Delta(\text{LOD})/\text{LOD}$  に等しく、LODは天文観測と標準時計から決定される。現在では、標準時として国際原子時(TAI)が採用されている。

さて、 $c_{ij}/C, m_i, h_i/(\Omega C)$  の2次の微小量を見捨てること、(A-6)、(A-7)、(A-8)式より、次の摂動方程式が得られる。

$$\frac{1}{\sigma_r} \frac{dm_1}{dt} + m_2 = \phi_2, \quad \frac{1}{\sigma_r} \frac{dm_2}{dt} - m_1 = -\phi_1 \quad (A-9)$$

$$\frac{dm_3}{dt} = \frac{d\phi_3}{dt} \quad (A-10)$$

ここに、

$$\sigma_r = \frac{C-A}{A} \quad \Omega \approx \frac{1}{305} \Omega \quad (A-11)$$

$$\left. \begin{aligned} \phi_1 &= \frac{1}{\Omega^2(C-A)} \left\{ \Omega^2 c_{13} + \Omega \frac{dc_{23}}{dt} + \Omega h_1 + \frac{dh_2}{dt} - L_2 \right\} \\ \phi_2 &= \frac{1}{\Omega^2(C-A)} \left\{ \Omega^2 c_{23} - \Omega \frac{dc_{13}}{dt} + \Omega h_2 - \frac{dh_1}{dt} + L_1 \right\} \\ \phi_3 &= \frac{1}{\Omega^2 C} \left\{ -\Omega^2 c_{33} - \Omega h_3 + \Omega \int_0^t L_3 dt \right\} \end{aligned} \right\} \quad (A-12)$$

(A-9)、(A-10)式の左側は天文観測で、右側は地球物理観測で決定される。(A-9)、(A-10)、(A-12)式で表わされる  $(\phi_1, \phi_2, \phi_3)$  は、地球回転運動の励起函数(Excitation Function)と呼ばれ、地球回転運動の方程式は複雑な(A-6)式から、単純な(A-9)、(A-10)式で議論される。

運動方程式(A-9)で、 $\phi_1 = \phi_2 = 0$  とおくと、周期  $T = 2\pi/\sigma_r \approx 10$  か月(Euler周期)の解が得られるが、これは(A-9)式が剛体地球の運動方程式であるからで、実際の地球は変形可能な弾性体に近く、そのために、瞬間自転軸の変化に対し、あたかも(A-11)式の  $(C-A)/A$  が減少したかのように応答し、その分だけ周期は約40%長くなっているわけである。このEuler周期と観測される極運動周期(すなわち、Chandler周期)との比から計算された地球の剛性率は、Takeuchi(1950)により、地球の構造モデルを基に計算された値にほぼ一致することが確認されている。運動解がChandler周期を持つためには、剛体地球におけるEuler周期  $2\pi/\sigma_r$  の代わりに、観測される周期  $2\pi/\sigma_0$  を用いて運動方程式(A-9)を書き代えれば良い。ところが、励起によって回転が生じた場合、その遠心力によって地球が変形(Rotational

第A-1表 Transfer Function  $K$

	荷重励起	非荷重励起
極運動	1.00	1.43
自転速度変動	0.70	1.00

Deformation) し、あたかも励起函数のようにふるまい、とくに、大気質量分布のような荷重による励起の場合には、さらに、荷重による変形 (Load Deformation) がもたらされる。これらを考慮して、運動方程式 (A-9) を修正するためには、地球の変形論に立ち入らねばならないが、ここではそれにふれず、結論を急ぐことにすると、結局、(A-9)、(A-10) 式の代わりに、次式で表わされる変形地球の運動方程式を得る。

$$\frac{dm}{dt} = i\sigma_0(m - \Psi) \tag{A-13}$$

$$\frac{dm_3}{dt} = \frac{d\Psi_3}{dt} \tag{A-14}$$

ここに、 $m = m_1 + im_2$ ,  $\Psi = \Psi_1 + i\Psi_2$  で、 $(\Psi_1, \Psi_2, \Psi_3)$  は変形された励起函数と呼ばれ、 $(\phi_1, \phi_2, \phi_3)$  に第 A-1 表で示される性質を持つ因子  $K$  (Transfer Function) を乗じて得られる。表の  $K$  の値は Chandler 周期程度の周波数での値であり、一般には、周波数に依存することに注意しなければならない。しかし、この報文で議論される大気・海洋の運動の時間スケールでは表の値を用いてもさしつかえないと言われている。

以上をまとめると、地球回転運動を議論する場合、(A-12) 式で与えられる励起函数  $(\phi_1, \phi_2, \phi_3)$  を地球物理学情報より見積もり、Transfer Function  $K$  を乗じて、変形された励起函数  $(\Psi_1, \Psi_2, \Psi_3)$  に置換し、変形地球の回転運動の方程式 (A-13)、(A-14) を解けば良いわけである。したがって、地球回転運動の力学は、励起函数の導入により、天文学の問題から地球物理学の問題に転化されたわけである。

さて、(A-12) 式で表わされる励起函数はどのような物理的性質を持っているのであろうか。一見ただけでは全く見当がつかない。そこで、Munk・Groves (1952) は、大気や海洋の運動を励起函数に取り入れやすくするために励起函数 (A-12) 式を次のように書き代えた。

$$\left. \begin{aligned} \phi_1 &= \frac{1}{\Omega^2(C-A)} \left[ \int_V \Delta\rho \cdot F_1(\text{matter}) dV \right. \\ &\quad \left. + \int_V \rho F_1(\text{motion}) dV + F_1(\text{torque}) \right] \\ \phi_2 &= \frac{1}{\Omega^2(C-A)} \left[ \int_V \Delta\rho \cdot F_2(\text{matter}) dV \right. \\ &\quad \left. + \int_V \rho F_2(\text{motion}) dV + F_2(\text{torque}) \right] \\ \phi_3 &= \frac{1}{\Omega^2(C-A)} \left[ \int_V \Delta\rho \cdot F_3(\text{matter}) dV \right. \\ &\quad \left. + \int_V \rho F_3(\text{motion}) dV + F_3(\text{torque}) \right] \end{aligned} \right\} \tag{A-15}$$

ここに、 $\int_V dV$  は励起物質の体積積分で、 $\Delta\rho(x_i, t)$  は励起に寄与する密度変化である。 $F_i(\text{matter})$  とは大気質量等による効果、 $F_i(\text{motion})$  とは風や海流等による効果、 $F_i(\text{torque})$  とは外力によるトルクを表わし、(A-4)、(A-5) 式を考慮して球座標で表わすと次のようになる。

matter:

$$\left. \begin{aligned} F_1 &= -r^2 \Omega^2 \sin \theta \cos \theta \cos \lambda \\ F_2 &= -r^2 \Omega^2 \sin \theta \cos \theta \sin \lambda \\ F_3 &= -r^2 \Omega^2 \sin^2 \theta \end{aligned} \right\}$$

motion:

$$\left. \begin{aligned} F_1 &= -2\Omega r \cos \theta (u_\lambda \cos \lambda + u_\theta \cos \theta \sin \lambda \\ &\quad + u_r \sin \theta \sin \lambda) + r \left( -\frac{du_\lambda}{dt} \cos \theta \sin \lambda + \frac{du_\theta}{dt} \cos \lambda \right) \\ F_2 &= 2\Omega r \cos \theta (-u_\lambda \sin \lambda + u_\theta \cos \theta \cos \lambda \\ &\quad + u_r \sin \theta \cos \lambda) + r \left( \frac{du_\lambda}{dt} \cos \theta \cos \lambda + \frac{du_\theta}{dt} \sin \lambda \right) \\ F_3 &= -\Omega r \sin \theta \cdot u_\lambda \end{aligned} \right\}$$

torque:

$$F_1 = -L_2, F_2 = L_1, F_3 = \Omega \int_0^t L_3 dt$$

(A-16)

ここに、 $u_\lambda, u_\theta, u_r$  は東向き、南向き、上向きの速度成分で、 $dV = r^2 \sin \theta dr d\theta d\lambda$ ,  $r$  は地球重心からの距離、 $\theta$  は余緯度、 $\lambda$  は経度である。

たとえば、大気や海洋の質量分布の変化が慣性乗積  $c_{13} + ic_{23}$ , 慣性能率  $c_{33}$  をもたらしたとき、その励起函数は、

$$\left. \begin{aligned} \phi &= \phi_1 + i\phi_2 = \frac{c_{13} + ic_{23}}{C-A} = -\frac{1}{C-A} \int_V \Delta\rho \cdot r^2 \sin \theta \\ &\quad \cos \theta e^{i\lambda} dV \\ \phi_3 &= -\frac{c_{33}}{C} = -\frac{1}{C} \int_V \Delta\rho \cdot r^2 \sin^2 \theta dV \end{aligned} \right\}$$

で表わされ、大気の Zonal Wind が相対角運動量  $h_3$  をもたらしたとき、その励起函数は、

$$\phi_3 = -\frac{h_3}{\Omega C} = -\frac{1}{\Omega C} \int_V \rho r \sin \theta \cdot u_\lambda dV \tag{A-18}$$

で表わされる。

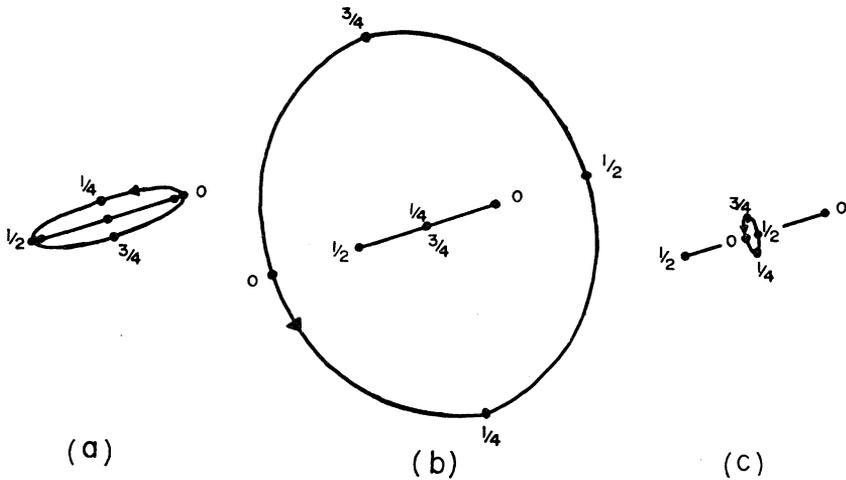
以上が、Munk・MacDonald (1960) による地球回転運動の理論である。

### Appendix 3. 運動方程式 (A-13) の解

(A-13) の解は容易に求められ、次の形を持つ。

$$m(t) = e^{i\sigma_0 t} \left[ m_0 - i\sigma_0 \int_{-\infty}^t \Psi(\tau) e^{-i\sigma_0 \tau} d\tau \right] \tag{A-19}$$

ここに、 $m_0$  は複素定数である。種々の励起函数による極運動は (A-19) 式で議論される。たとえば、 $\Psi(t)$  が



第A-2図 同一経度上を振動する励起極（直線）とそれによる極運動。励起極の周期  $T=4 \times 2\pi/\sigma_0$  は(a),  $T=0.86 \times 2\pi/\sigma_0$  は(b),  $T=0.25 \times 2\pi/\sigma_0$  は(c)を示す。ここに周期  $2\pi/\sigma_0$  は1.2年である。(b)は年周極運動に相当する(Munk・MacDonald, 1960)。

同一経度上を周期的に運動する場合の極運動は第A-2図のような楕円となる。また、地震による断層変形が慣性乗積  $c_{13} + ic_{23}$  を、階段函数的に、もたらした場合、極運動は、

$$m(t) = \left. \begin{aligned} &\Psi_E(1 - e^{i\sigma_0 t}) \\ &\Psi_E = K \frac{c_{13} + ic_{23}}{C - A} \end{aligned} \right\} \quad (A-20)$$

与えられ、ここに、 $K$ はTransfer Functionである。(A-20)式は、地震によって  $\Psi_E$  だけ平均の極位置が移動し、半径  $|\Psi_E|$  で地球自転と同じ向きに極が回転し始めることを意味する。

**Appendix 4. 球調和函数と Ocean Function**

(A-17)式のような、地球表面での質量分布の変化による励起を議論する場合、Jeffreys・Jeffreys (1950)による球調和函数を導入しておくこと、三角函数の直交関係を用いることができ、都合が良い。その2次までの展開式は、

$$\begin{aligned} f(\theta, \lambda) = &a_0^0 + a_1^0 \cos \theta + \sin \theta (a_1^1 \cos \lambda + b_1^1 \sin \lambda) \\ &+ a_2^0 \left( \frac{3}{2} \cos^2 \theta - \frac{1}{2} \right) \\ &+ \frac{3}{2} \cos \theta \sin \theta (a_2^1 \cos \lambda + b_2^1 \sin \lambda) \\ &+ \frac{3}{2} \sin^2 \theta (a_2^2 \cos 2\lambda + b_2^2 \sin 2\lambda) \end{aligned} \quad (A-21)$$

与えられ、ここに、 $f(\theta, \lambda)$ は地球表面における任意の

分布を表わし、 $(a_m^n, b_m^n)$ はその展開係数である。

海洋の地理的分布を(A-21)式で表現しておくこと、海水面変化による励起函数の計算が容易となる。この海洋の地理的分布の球調和函数を Ocean Function と呼び、海洋で  $f(\theta, \lambda) = 1$ 、陸地で  $f(\theta, \lambda) = 0$  において、(A-21)式の係数  $(a_m^n, b_m^n)$  を決定したものである。たとえば、 $a_0^0 = 0.714$ ,  $a_1^0 = -0.213$ ,  $a_2^0 = -0.129$ ,  $a_2^1 = -0.101$ ,  $b_2^1 = -0.158$  である。

**Appendix 5. Pole Tide の理論**

一般に、地球上のある点での回転のポテンシャルは、

$$U = \frac{1}{2} \Omega^2 a^2 \sin^2 \theta$$

与えられ、ここに、 $a$ は地球半径である。今、自転軸が  $\Delta\theta$  だけ傾いたときの回転のポテンシャルの変化は、

$$\begin{aligned} \Delta U = &\frac{1}{2} \Omega^2 a^2 \sin 2\theta \Delta\theta \\ = &-\frac{1}{2} \Omega^2 a^2 \sin 2\theta (m_1 \cos \lambda + m_2 \sin \lambda) \end{aligned}$$

与えられるから、海洋における平衡潮の Pole Tide は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} \xi = &(1 + k - h) \frac{\Delta U}{g} \\ = &-\frac{1 + k - h}{g} \frac{\Omega^2 a^2}{2} \left\{ m_1 (\sin 2\theta \cos \lambda - \frac{a_1^1}{5a_0^0}) + m_2 \left( \sin 2\theta \sin \lambda - \frac{b_1^1}{5a_0^0} \right) \right\} \end{aligned} \quad (A-22)$$

ここに,  $h, k$  は Love number で,  $1+k-h \approx 0.68$  である.  $(a^{m_n}, b^{m_n})$  は, 海洋質量保存条件を考慮するために導入された係数で, Appendix 4 における Ocean Function の係数である.

Haubrich・Munk(1959)は, 海洋が氷結した場合に相当する弾性地球の運動方程式を解いて, 平衡潮の Pole Tide が Chandler Wobble に及ぼす効果を求めた. 今  $2\pi/\sigma_e$  を弾性地球の Wobble の周期とすると,

$$\frac{dm}{dt} - i\sigma_e m = -i\sigma_r \Phi \quad (\text{A-23})$$

は  $\Phi=0$  のとき周期  $2\pi/\sigma_e$  の運動を与えるから, (A-22)式で与えられる平衡潮の Pole Tide による励起函数を, (A-17)式にならって,

$$\Phi = \frac{c_{13} + ic_{23}}{C-A} = -\frac{a^4 \rho_w \int \xi \sin \theta \cos \theta e^{i\lambda} ds}{C-A}$$

と表わすとき, ここに,  $\rho_w$  は海水密度,  $ds = \sin \theta d\theta d\lambda$  であるが, 観測される周期  $2\pi/\sigma_e$  ( $\approx 434$ 日) に対する, (A-22), (A-23), (A-24) 式の解は  $2\pi/\sigma_0$  として約 404日を与える. つまり, 海洋の平衡潮の Pole Tide は弾性地球の Wobble の周期を, さらに, 約30日程度引き延ばす効果を持っていることになる.

Naito(1977b)は, Pole Tide の平衡潮に対する振巾比  $A_R$  と位相遅れ  $\alpha$  が世界の海洋で一様である場合の非平衡潮 (むしろ, 準平衡潮と呼ぶべきである) の Pole Tide が, Chandler Wobble に及ぼす効果を Haubrich らの議論を拡張して求め, 次式のような1年間当たりの Chandler Wobble の変化と Pole Tide の ( $A_R, \alpha$ ) との関係を得た.

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{m_0} \frac{dm_0}{dt} &= -0.39 A_R \sin \alpha \\ \frac{d\gamma}{dt} \neq 0 \text{ のとき} & \frac{d\gamma}{dt} = 22^\circ \cdot 3(1 - A_R \cos \alpha) \\ \frac{d\gamma}{dt} = 0 \text{ のとき} & P_{\text{day}} = 10^3 (2.469 - 0.170 A_R \cos \alpha)^{-1} \end{aligned} \right\} \quad (\text{A-25})$$

ここに,  $m_0$  は Chandler Wobble の振巾,  $\gamma$  は同じく位相,  $P_{\text{day}}$  は日数で表わした Chandler Wobble の周期で,  $dt=1$ 年である. (A-25)式は,  $A_R=1, \alpha=0$ , すなわち平衡潮のとき, 振巾変化率が0, 周期が約434日程度を与える. もし, 位相遅れ  $\alpha$  が僅かに正であるとき, Chandler Wobble の減衰は海洋に求められねばならない. いっぽう,  $\alpha$  が負であるとき, Pole Tide は Chandler Wobble を励起することになる.

## 文献

- Anderson, D. L., 1974: Earthquakes and the rotation of the Earth, *Science*, **186**, 49-50.
- Ben-Menahem, A. and M. Israel, 1970: Effects of major seismic events on the rotation of the Earth, *Geophys. J. Roy. Astron. Soc.*, **19**, 367-393.
- Bjerknes, J., 1969: Atmospheric teleconnections from the equatorial Pacific, *Mon. Wea. Rev.*, **97**, 163-172.
- Brouwer, D., 1952: A study of the changes in the rate of rotation of the Earth, *Astron. J.*, **57**, 125-146.
- Brown, W., W. Munk, F. Snodgrass and H. Mofjeld, 1975: MODE bottom experiment, *J. Phys. Oceanogr.*, **5**, 75-85.
- Budyko, M. I., 1969: The effect of solar radiations on the climate of the Earth, *Tellus*, **21**, 611-619.
- Chandler, S., 1891: On the variation of latitude, *Astron. J.*, **11**, 83-86.
- Colombo, G. and I. I. Shapiro, 1968: Theoretical model for the Chandler wobble, *Nature*, **217**, 156-157.
- Dahlen, F. A., 1971: The excitation of the Chandler wobble by earthquakes, *Geophys. J. Roy. Astron. Soc.*, **25**, 157-206.
- Dahlen, F. A., 1973: A correction to the excitation of the Chandler wobble by earthquakes, *Geophys. J. Roy. Astron. Soc.*, **32**, 203-217.
- Dahlen, F. A., 1976: The passive influence of the oceans upon the rotation of the Earth, *Geophys. J. Roy. Astron. Soc.*, **46**, 363-406.
- de Sitter, W., 1927: On the secular accelerations and the fluctuations of the longitudes of the moon, the sun, Mercury and Venus, *Bull. Astron. Inst. Netherlands*, **4**, 21.
- Favorite, F. and D. R. McLain, 1973: Coherence in trans-Pacific movements of positive and negative anomalies of sea surface temperature, 1953-60, *Nature*, **244**, 139-143.
- Frostman, T. O., D. W. Martin and W. Shwerdtfeger, 1967: Annual and semiannual variations in the length of day related to geophysical effects, *J. Geophys. Res.*, **72**, 5065-5073.
- Hattori, T., 1959: On the secular motion of the pole, *Publ. Int. Latit. Obs. Mizusawa*, **3**, 1-26.
- Haubrich, R. and W. Munk, 1959: The pole tide, *J. Geophys. Res.*, **64**, 2373-2388.
- Henderschott, M. C., 1972: The effects of solid Earth deformation on global ocean tides, *Geophys. J. Roy. Astron. Soc.*, **29**, 389-402.

- Hide, R., 1969: Interaction between the Earth's liquid core and solid mantle, *Nature*, **222**, 1055-1056.
- Hosoyama, K., I. Naito and N. Sato, 1976: Tidal admittance of pole tide, *J. Phys. Earth*, **24**, 51-62.
- Huang, J. C. K., 1972: Recent decadal variation in the California current system, *J. Phys. Oceanogr.*, **2**, 382-390.
- Iijima, S. and S. Okazaki, 1966: On the biennial component in the rate of rotation of the Earth, *J. Geod. Soc. Japan*, **12**, 91-101.
- Israel, M., A. Ben-Menahem and S. J. Singh, 1973: Residual deformation of real Earth models with application to the Chandler wobble, *Geophys. J. Roy. Astron. Soc.*, **32**, 219-247.
- Jeffreys, H., 1916: Causes contributory to the annual variation of latitude, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **76**, 499-525.
- , 1920: Tidal friction in shallow seas, *Phil. Trans. Roy. Soc. London, A*, **221**, 239-264.
- , 1952: *The Earth*, Cambridge Univ. Press.
- , 1972: The variation of latitude, in *Rotation of the Earth*, ed. by P. Melchior and S. Yumi, 39-42, D. Reidel, Dordrecht, Netherlands.
- Jeffreys, H. and B. Jeffreys, 1950: *Method of mathematical physics*, Cambridge Univ. Press.
- Jin, R. S., 1974: Re-examination of the correlation between the Earth's rotation and the geomagnetic secular variations (abstract), *E⊕S, Trans. Am. Geophys. Un.*, **55**, 238.
- Kahle, A. B., R. H. Ball and J. C. Cain, 1969: Prediction of geomagnetic secular change confirmed, *Nature*, **223**, 165.
- Kanamori, H., 1976: Are earthquakes a major cause of the Chandler wobble, *Nature*, **262**, 254-255.
- , 1977: The energy release in great earthquakes, *J. Geophys. Res.*, **82**, 2981-2987.
- , and J. J. Cipar, 1974: Focal process of the great Chilean earthquake May 22, 1960, *Phys. Earth. Planet. Interiors*, **9**, 128-136.
- Kimura, H., 1902: A new annual term in the variation of latitude independent of the components of the pole's motion, *Astron. J.*, **22**, 107-108.
- , 1922: On the nonpolar variation of latitude, *Jap. J. Astron. Geophys.*, **1**, 1-8.
- Lamb, H. H., 1972: *Climate present, past and future*, 1, Methuen, London.
- Lambeck, K. and A. Cazenave, 1973: The Earth's rotation and atmospheric circulation, I, Seasonal variations, *Geophys. J. Roy. Astron. Soc.*, **32**, 79-93.
- , and ——, 1974: The Earth's rotation and atmospheric circulation, II, The continuum, *Geophys. J. Roy. Astron. Soc.*, **38**, 49-61.
- , and ——, 1976: Long term variations in the length of day and climatic change, *Geophys. J. Roy. Astron. Soc.*, **46**, 555-573.
- Malin S. R. C. and A. D. Clark, 1974: Geomagnetic secular variation, *Geophys. J. Roy. Astron. Soc.*, **36**, 11-12.
- Mansinha, L. and D. E. Smylie, 1967: Effect of earthquakes on the Chandler wobble and the secular polar shift, *J. Geophys. Res.*, **72**, 4731-4743.
- Markowitz, W., 1970: Sudden changes in rotational acceleration of the Earth and secular motion of the pole, in *Earthquake displacement fields and the rotation of the Earth*, ed. by L. Mansinha, D. E. Smylie and A. E. Beck, 69-81, D. Reidel, Dordrecht, Netherlands.
- Martin, D. W., 1965: A new determination of the relative angular momentum of atmosphere with emphasis on certain aspects of circulation in the southern hemisphere, Thesis, Univ. of Wisconsin.
- McCarthy, D. D., 1972: Secular and nonpolar variation of Washington latitude, in *Rotation of the Earth*, ed. by P. Melchior and S. Yumi, 86-96, D. Reidel, Dordrecht, Netherlands.
- Melchior, P., 1958: *Désplacements séculaires du pôle moyen et catalogues d'étoiles*, *Comm. Obs. Roy. Belgique*, **134**, 3-20.
- Miller, P. and C. Wunsch, 1973: The pole tide, *Nature Phys. Science*, **246**, 98-102.
- Mintz, Y. and W. Munk, 1954: The effects of winds and bodily tides on the annual variation in the length of day, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., Geophys. Suppl.*, **6**, 566-578.
- Mogi, K., 1969: Monthly distribution of large earthquakes in Japan, *Bull. Earthquake Res. Inst.*, **47**, 419-427.
- , 1974: Active periods in the world's chief seismic belts, *Tectonophysics*, **22**, 265-282.
- Munk, W., 1968: Once again tidal friction, *Quat. J. Roy. Astron. Soc.*, **9**, 352-375.
- , and G. Groves, 1952: The effect of wind and ocean currents on the annual variation in latitude, *J. Met.*, **9**, 385-396.
- , and E. M. Hassan, 1961: Atmospheric excitation of the Earth's wobble, *Geophys. J. Roy. Astron. Soc.*, **4**, 339-358.
- , and G. MacDonald, 1960: The rotation

- of the Earth, Cambridge Univ. Press.
- , and R. Miller, 1950: Variation in the Earth's angular velocity resulting from fluctuations in atmospheric and oceanic circulation, *Tellus*, **2**, 93-101.
- , and R. Revelle, 1952: Sea level and rotation of the Earth, *Am. J. Science*, **250**, 829-833.
- Myerson, R. J. 1970: Evidence for association of earthquakes with the Chandler wobble, using long term polar data of the ILS-IPMS, in *Earthquake displacement fields and the rotation of the Earth*, ed. by L. Mansinha, D. E. Smylie and A. E. Beck, 159-168, D. Reidel, Dordrecht, Netherlands.
- Naito, I., 1974: Mean pole, Z-term and Kuroshio, *J. Oceanogr. Soc. Japan*, **30**, 168-178.
- , 1977a: Secular variations of pole tide, *J. Phys. Earth*, **25**(in press).
- , 1977b: Effects of the pole tide on the Chandler wobble, (submitted to *J. Phys. Earth*).
- , and H. Ishii, 1974: Secular variations and spectral structures of Z-term in latitude variations, *Publ. Astron. Soc. Japan*, **26**, 485-494.
- , and N. Kikuchi, 1973: Time variations of the rotation of the Earth and the 500mb atmospheric angular momentum in the northern hemisphere, *Proc. Int. Latit. Obs. Mizusawa*, **13**, 179-191.
- , and E. Onodera, 1974: Note on the occurrences of the great earthquakes in the circum-Pacific regions, *Proc. Int. Latit. Obs. Mizusawa*, **14**, 65-68.
- , and C. Sugawa, 1973: On the relation between meridionally asymmetric mass distribution of the Earth and the Z-term in the latitude variation, *Proc. Int. Latit. Obs. Mizusawa*, **13**, 84-95.
- Namias, J., 1970: Macroscale variations in sea-surface temperatures in the north Pacific, *J. Geophys. Res.*, **75**, 565-582.
- Newcomb, S., 1892: Remarks on Mr. Chandler's law of variation of terrestrial latitudes, *Astron. J.*, **12**, 49-50.
- Newell, R. E., J. W. Kidson, D. G. Vincent and G. J. Boer, 1972: *The general circulation of the tropical atmosphere*, Massachusetts Institute of Technology Press, Cambridge, Massachusetts.
- Nitani, H., 1972: On the variation of Kuroshio, *Geolog. Mag.*, **81**, 81-94.
- Okuda, T., 1969: Local non-polar variation of latitude deduced from the ILS data for the period 1935-1965, *Publ. Int. Latit. Obs. Mizusawa*, **6**, 231-243.
- O'Connell, R. J. and A. M. Dziewonski, 1976: Excitation of the Chandler wobble by large earthquakes, *Nature*, **262**, 259-262.
- Pines, D. and J. Shaham, 1973: Seismic activity, polar tide and the Chandler wobble, *Nature*, **245**, 77-81.
- Press, F., 1965: Displacement, strain, and tilts at teleseismic distances, *J. Geophys. Res.*, **70**, 2395-2412.
- , and P. Briggs, 1975: Chandler wobble, earthquakes, rotation, and geomagnetic changes, *Nature*, **256**, 270-273.
- Reed, R. J., 1963: On the cause of the 26-month periodicity in the equatorial stratospheric winds, *Meteorol. Abhandlungen, Freien Univ. Berlin*, **36**, 245-257.
- , 1965: The present status of the 26-month oscillation, *Bull. Am. Met. Soc.*, **46**, 374-387.
- Rochester, M. G., 1970: Core-mantle interactions, Geophysical and astronomical consequences, in *Earthquake displacement fields and the rotation of the Earth*, ed. by L. Mansinha, D. E. Smylie and A. E. Beck, 136-148, D. Reidel, Dordrecht, Netherlands.
- Rudnick, P., 1956: The spectrum of the variation in latitude, *Trans. Am. Geophys. Un.*, **37**, 137-142.
- Sato, Y., 1977: プラネタリー波動(超長波)について, *天気*, **24**, 135-151.
- Sekiguchi, N., 1958: On a character about the secular motion of the mean pole of the Earth, *Publ. Astron. Soc. Japan*, **5**, 109-113.
- Shoji, D., 1972: Time variation of the Kuroshio south of Japan, in *Kuroshio*, ed. by H. Stommel and K. Yoshida, 217-232, Univ. of Tokyo Press.
- Sidorenkov, N., 1973: The inertia tensor of the atmosphere, the annual variation of its components, and the variations of the Earth's rotation, *Izv., Acad. Sci., USSR, Atmos. Oceanic phys. (Engl. Transl.)*, **9**, 339.
- Smith, M. L., 1977: Wobble and nutation of the Earth, *Geophys. J. Roy. Astron. Soc.*, **50**, 103-140.
- Smylie D. E. and L. Mansinha, 1968: Earthquakes and the observed motion of the rotation pole, *J. Geophys. Res.*, **73**, 7661-7673.
- Spencer Jones, H., 1939: The rotation of the Earth, and the secular accelerations of the sun, moon and planets, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **99**, 541-558.
- Spitaler, R., 1901: Die periodischen luftmassenv-

- erschiebungen und ihr einfluss auf die langennänd-  
erungen der erdachse (breitenschwankungen),  
Petermans Mitteilungen, Ergänzungsband, 29,  
137.
- Stommel, H. and K. Yoshida, 1972: Kuroshio,  
its physical aspects, Univ. Tokyo Press.
- Stoyko, N., 1936: Sur l'irrégularité de la rotation  
de la terre, Comptes Rendus des Seances de  
l'Academie des Sciences, 203, 39-40.
- Takeuchi, H., 1950: On the Earth tide of the  
compressible Earth of variable density and  
elasticity, Trans. Am. Geophys. Un., 31, 651.
- , and N. Sugi, 1972: Polar wandering and  
mantle convection, in Rotation of the Earth,  
ed. by P. Melchior and S. Yumi, 212-214, D.  
Reidel, Dordrecht, Netherlands.
- Tanaka, Y. and I. Naito, 1976: Gradual crustal  
movements with some periodicity and the relat-  
ed phenomena, J. Geod. Soc. Japan, 22, 311-  
313.
- Taylor, G. I., 1919: Tidal friction in the Irish  
Sea, Phil. Trans. Roy. Astron. Soc., A, 220, 1.
- Teramoto, T., 1975: 北太平洋における海洋-大気  
系の大規模変動, 科学, 44, 685-693.
- Uda, M., 1964: On the nature of the Kuroshio,  
its origin and meanders, in Studies on oceano-  
graphy, ed. by K. Yoshida, 89, Univ. of Tokyo  
Press.
- Vestine, E. H., 1953: On variations of geomagnetic  
field, fluid motions, and the rate of the Earth's  
rotation, J. Geophys. Res., 58, 127-145.
- , and A. B. Kahle, 1968: The west ward  
drift and geomagnetic secular change, Geophys.  
J. Roy. Astron. Soc., 15, 29-37.
- Vicente, R. O. and R. G. Currie, 1976: Maximum  
entropy spectrum of long period polar motion,  
Geophys. J. Roy. Astron. Soc., 46, 67-73.
- Wako, Y., 1970: Interpretation of Kimura's annual  
Z-term, Publ. Astron. Soc. Japan, 22, 525-544.
- , 1974: チャンドラー運動, 測地学の概観.  
日本測地学会編・発行.
- Wilson, C. R. and R. A. Haubrich, 1976: Me-  
teorological excitation of the Earth's wobble,  
Geophys. J. Roy. Astron. Soc., 46, 707-743.
- Wunsch, C., 1974: Bermuda sea level in relation  
to tides, weather and baroclinic fluctuations,  
Rev. Geophys. Space Phys., 10, 1-49.
- , 1974: Dynamics of the pole tide and the  
damping of the Chandler wobble, Geophys. J.  
Roy Astron. Soc., 39, 539-550.
- Wyrтки, K., 1973: Teleconnections in the equatorial  
Pacific ocean, Science, 180, 66-68.
- Yamamoto, G. and M. Tanaka, 1972: Increase  
of grobal albedo due to air-pollution, J. Atm.  
Sci., 29, 1405-1412.
- Yukutake, T., 1972: The effect of change in the  
geomagnetic dipole moment on the rate of the  
Earth's rotation, J. Geomagn. Geoelec., 24, 19  
-49.
- Yumi, S. and Y. Wako, 1966: Secular motion of  
the pole, in Earthquake displacement fields and  
the rotation of the Earth, ed. by L. Mansinha,  
D. E. Smylie and A. E. Beck, 82-87, D.  
Reidel, Dordrecht, Netherlands.