

TIMED/SABER データおよび全球再解析データを用いた

対流圏一下部中間圏の大気潮汐の研究

坂崎貴俊¹・藤原正智¹・Maura Hagan²・Xiaoli Zhang³・Jeffrey Forbes³

1: 北海道大学 大学院環境科学院

2: High Altitude Observatory, NCAR

3: Department of Aerospace Engineering Sciences, University of Colorado

1. はじめに

大気潮汐は対流圏の水蒸気、成層圏のオゾンの放射加熱等によって励起される日周期の全球規模大気波動である。本研究ではそのうちで最も卓越する成分である Diurnal migrating tide (一日周期・東西波数 1 で太陽と同期して西進する成分; 以下「DW1」と呼ぶ) について調べる。図 1 は Thermosphere-Ionosphere-Mesosphere Energetics and Dynamics (TIMED)衛星に搭載された The Sounding of the Atmosphere using Broadband Emission Radiometry (SABER)によって観測された気温 DW1 の振幅の緯度-高度断面図である。大気密度が上空ほど小さくなるため、潮汐の振幅は高度と共に増大し、中間圏・下部熱圏 (MLT 領域) において極大 (~10K) をとる。そのため先行研究の多くは当領域を対象として行われてきた。一方、対流圏・成層圏は潮汐が励起される領域であるため当領域における潮汐構造の解明は非常に重要であるが、観測データが少ないこと、振幅がそもそも小さいことなどからその実態は良くわかっていない。ここ 1-2 年で衛星データ (Mukhtarov et al, 2009; Huang et al., 2010)、GPS 掩蔽観測データ (Pirscher et al., 2010; Xie et al., 2010) を用いた対流圏-成層圏領域の DW1 に関する観測結果も出始めてはいるが、対象とする高度はデータに依存し当領域全体の描像は依然として得られておらず、また観測結果の力学的な解釈も不十分である。そこで本研究では TIMED/SABER 衛星データ、全球再解析データを用いて対流圏一下部中間圏の DW1 の全球構造と季節変化およびそれらを支配する力学プロセスを包括的に明らかにすることを目的とする。

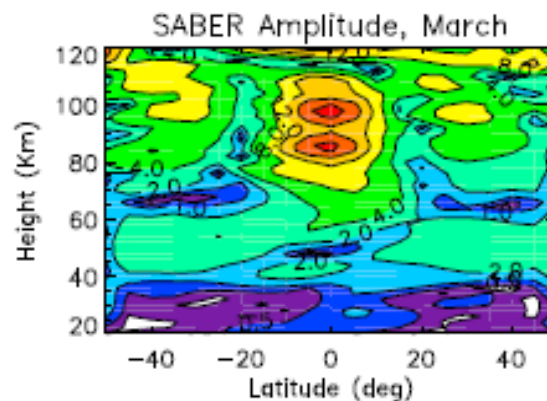


図 1: SABER で得られた気温 DW1 振幅の緯度-高度断面図。Zhang et al. (2010)より。

2. データと解析手法

2-1 TIMED/SABER

SABER は TIMED 衛星に搭載された赤外放射計であり、CO₂ からの放射を計測することで大気の気温の鉛直分布を算出する。観測緯度は時期によって異なるが 50S–50N の範囲は通年観測されており本研究では当緯度範囲のデータを使用する。また、SABER では観測ローカル時刻が一日に 12 min ずつ変わるため、60 日のデータを集めることで 24 hr のローカル時刻をカバーすることができる。本研究では高度 20–65 km、2002–2006 年の 5 年間の気温データを用いて、5 年平均の DW1 成分を抽出した。ただし、元データのままローカルタイムでコンポジットをとると背景場の長期変化がローカルタイムの変動に混入する (Forbes et al., 1997) ため、同データを解析した Forbes et al. (2008) に従い以下の方法を用いた。

まず、経度 24 度、緯度 5 度、高度 2 km の bin を用意する。これによりどの bin にも一日最低 1 個のデータが入ることになる。続いて、背景場の影響を取り除くために、各日・各 bin において 60 日移動平均を計算し、元データから差し引くことによって、残差の時系列を生成する。最後にこの残差成分を各月でコンポジットすることにより、日偏差成分を作成した。最後に、日偏差成分に一日周期の調和成分で fitting することで一日周期成分を抽出し、さらに経度方向のフーリエ展開によって DW1 成分を得た。

2-2 全球再解析データ

再解析データは全球モデルに地球上の多くの観測データを同化することで得られる、観測データに立脚した時間的・空間的に均質なデータセットである。これらのデータセットは多くの気象・気候学研究に用いられてきたが、潮汐（日変動）の研究ではほとんど使われてこなかった。しかし、最近の研究により 6-hourly の再解析データでも日変動成分をそれなりによく再現していることが分かってきた (Sakazaki and Fujiwara 2010a, 2010b; Sakazaki et al. 2010)。そこで本研究では、SABER データと比較して再解析データの日変動成分を評価した上で、後者を用いて潮汐の構造を詳しく調べる。また、再解析ごとの“癖”を取り除くために 6 種類の再解析データ (NASA/MERRA、ERA-Interim、NCEP/CFSR、JRA25/JCDAS、NCEP1、NCEP2) を比較使用し、より信頼できる結果を得る。期間は SABER と同じ 2002–2006 年の 5 年間である。各再解析データの詳細は表 1 に示す。以下では、NASA/MERRA の結果を中心に示すが、他の再解析データ（特に ERA-Interim、CFSR）でも良く似た結果を示すことを確認している。

SABER との比較においては、SABER に沿ってサンプリングし 2-1 節の手法で抽出した DW1 (S-Reanalysis、S-MERRA などと記す)、および、期間中の全データをローカルタイムコンポジットして抽出した DW1 (A-Reanalysis、A-MERRA などと記す) の二種類を用いた (3 節)。

表 1：使用した全球再解析データ

	MERRA	ERA-Interim	CFSR	JRA25	NCEP1	NCEP2
Horizontal resolution	1.25° × 1.25°	1.5° × 1.5°	0.5° × 0.5	1.25° × 1.25°	2.5° × 2.5°	2.5° × 2.5°
Vertical levels (top level)	42 (0.1 hPa)	37 (1 hPa)	42 (1 hPa)	23 (0.4 hPa)	17 (10 hPa)	17 (10 hPa)
Time resolution	3 hour	6 hour	6 hour	6 hour	6 hour	6 hour

3. SABER—再解析の比較

まず SABER—再解析間の比較として 2 種類の比較を行う。一つ目は、SABER から得られた DW1 と S-Reanalysis で得られた DW1 の比較（比較 1 とする）であり、これにより、SABER—再解析間の DW1 の系統誤差を調べることができる。二つ目として、S-Reanalysis で得られた DW1 と、A-Reanalysis によって得られる DW1 の比較である（比較 2）。A-Reanalysis によって得られる DW1 は再解析内においては正しい DW1 であるため、比較 2 により「衛星によるサンプリングは正しい日変動を捉えることができるか」について調べることができる。

図 2 は SABER、S-MERRA、A-MERRA によって得られた DW1 の振幅と位相の緯度—高度断面図を示す。位相は最大値をとるローカル時刻 (LT) で定義する（以下同様）。まず、SABER と S-MERRA を比較すると（比較 1）、振幅・位相の大まかな緯度—高度構造は両者で非常に良く一致している。特に位相は定量的にも一致している。このことは再解析データでも潮汐の構造が良く再現されていることを示す。ただし、上部成層圏より上空（高度～45km より上空）では S-MERRA の振幅が SABER に比べて小さい。続いて S-MERRA と A-MERRA を比較すると（比較 2）、特に北半球成層圏（高度 35—55 km）の中・高緯度で振幅の差が大きい。これは冬半球成層圏における突然昇温などの数日スケール変動が見かけの日変動として混入するために生じることがわかった（図なし）。つまり、比較 1 で示された両者の差は、DW1 成分の差だけではなく、数日スケール変動成分の差にも起因していることになる。以上の結果は他の再解析データでも同様であった。

以上を踏まえ、以下では A-MERRA から抽出された DW1 を用いて、対流圏—下部中間圏の DW1 の特徴を詳しく調べる。

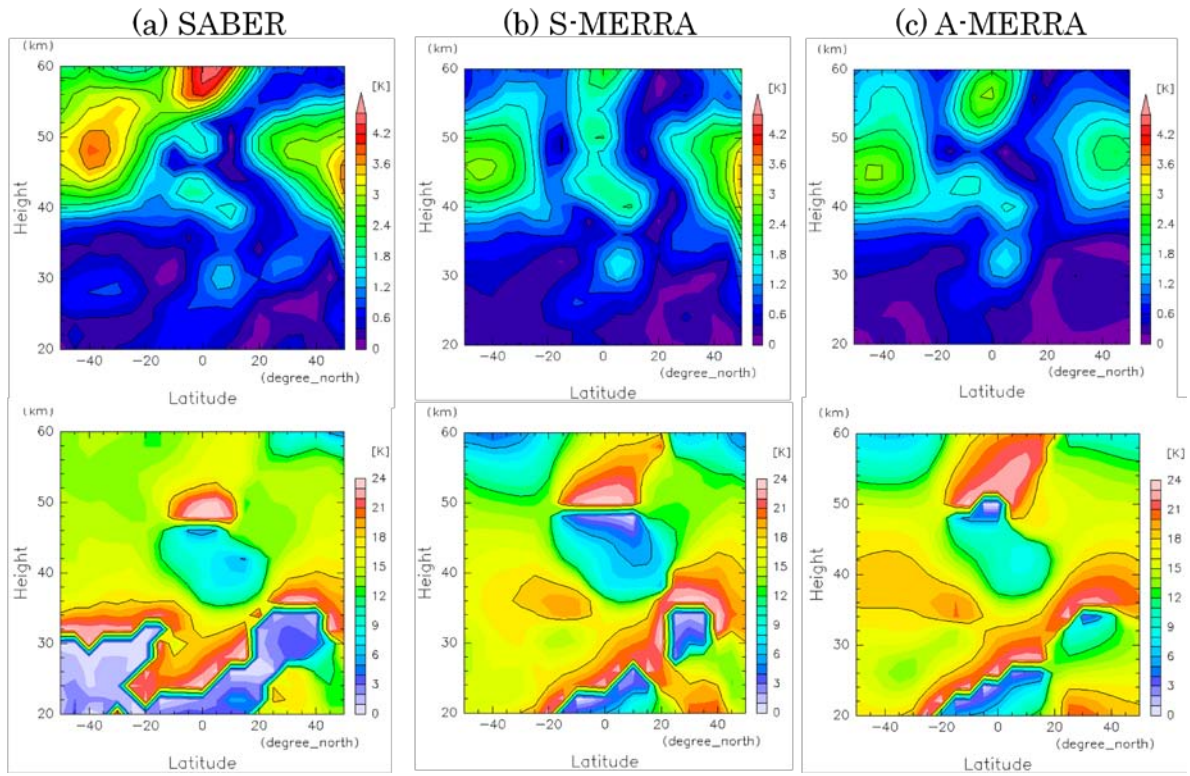


図 2: 気温 DW1 の (上) 振幅と (下) 位相の緯度－高度断面図。(a) SABER データ、(b) S-MERRA データ、(c) A-MERRA データ。各パネルの右側にカラーバーを示す。

4. DW1 の緯度－高度構造

図3はA-MERRAデータで得られたDW1の振幅、位相の緯度－高度断面図である(図2と緯度範囲、高度範囲が異なることに注意)。振幅は赤道上空で大きく、成層圏で1.5－2.0 K程度、下部中間圏で3－4 K程度に達する。また中緯度では両半球の上部成層圏に極大(～3K)が見られる。位相は赤道上空で下向きに位相伝播しており、鉛直波長は20－30 km程度である(たとえば高度～25 kmと高度～50 kmで位相が00 LTを示す)。一方中・高緯度においては、位相は高度方向にほぼ一定の値(～18 LT)を示す。

潮汐の構造を理解するために古典潮汐論でのハフ関数を用いる。古典潮汐論とは、(i)背景風ゼロ、(ii)背景場の温度の緯度勾配ゼロ、という二つの仮定の下、球面プリミティブ方程式において背景場からの摂動成分を”潮汐”と見なす理論のことをいう(Chapman and Lindzen, 1970)。この元で解は変数分離可能であり、緯度方向にはハフモードと呼ばれる固有関数(ハフ関数)を持つ。図4はDW1について、最も低次の4つのハフ関数(赤道対称/反対称の伝播/捕捉モード)の緯度構造を示したものである。各々のモードの鉛直伝播特性は各モードに対応する固有値(等価深度)に依存し、伝播モードと捕捉モードに分類される。まず伝播モードは鉛直方向に波の解を持ち鉛直伝播可能であるため、位相は鉛直伝播し、振幅は高度と共に指数関数的に増加する(成長率は $\exp(z/2H)$ に比例; $H \sim 7$ kmはスケールハイト)。鉛直波長は等価深度に依存し、240 Kの等温大気では赤道対称(反対称)モードの鉛直波長はおよそ25 km(15 km)である。一方捕捉モードは鉛直方向に減衰する解を持つため振幅は加熱源付近で局所的に大きくなり、位相は鉛直伝播しないという特徴を持つ。

図5は図3から4つのハフモード(図4)を抽出して再構成したDW1の振幅と位相の緯度－高度断面図である。図3と比べると、両者は定量的によく一致しており、たった4つのハフモードで当領域の潮汐を良く再現できることがわかった。

図6は図3から抽出した4つのハフモード各々の振幅と位相の高度プロファイルを示す。伝播モードについては対流圏で振幅・位相は一定であるが、成層圏に入ると位相は下向きに伝播しており、振幅は $\exp(z/2H)$ の成長率に沿って指数関数的に増大する。またそれらの鉛直波長は赤道対称・反対称モードでそれぞれおよそ25 km、15 kmと見積もられ、古典潮汐論とよく一致する。一方捕捉モードについては、振幅は対流圏・上部成層圏で大きく、また位相は18 LTでほぼ一定である。これらは、対流圏の水蒸気加熱、上部成層圏のオゾン加熱に対する局所的な応答である。

以上から、当領域の潮汐は、主に対流圏の水蒸気加熱によって励起された熱帯域で卓越する伝播モードと、中緯度の対流圏・上部成層圏で卓越する捕捉モードの重ね合わせでおよそ説明できることがわかった。ただし、以下で示すように背景風の影響も無視はできない。その場合は古典潮汐論の仮定(背景風ゼロ)は満たされないように見えるが、背景風の効果を新たな強制力と考えることに依り古典潮汐論の範囲で議論できることを後に示す(6節)。

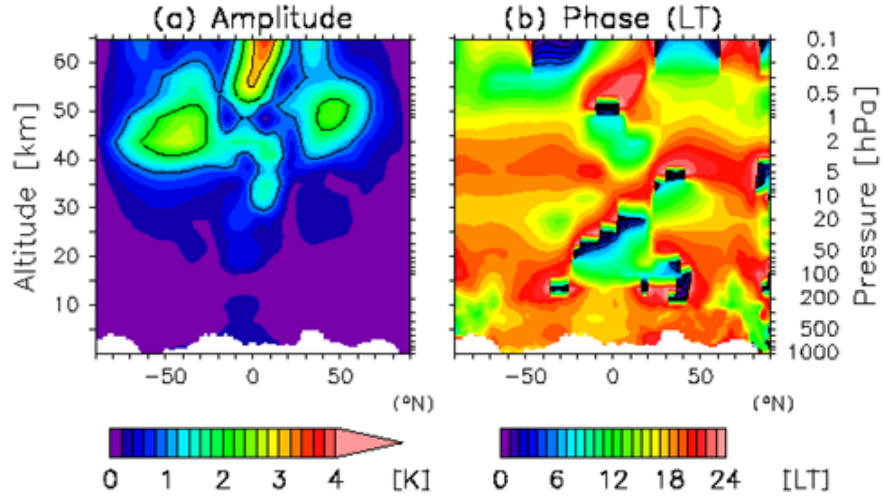


図 3 : A-MERRA データで得られた 1 月の気温 DW1 の (a) 振幅と (b) 位相の緯度－高度断面図

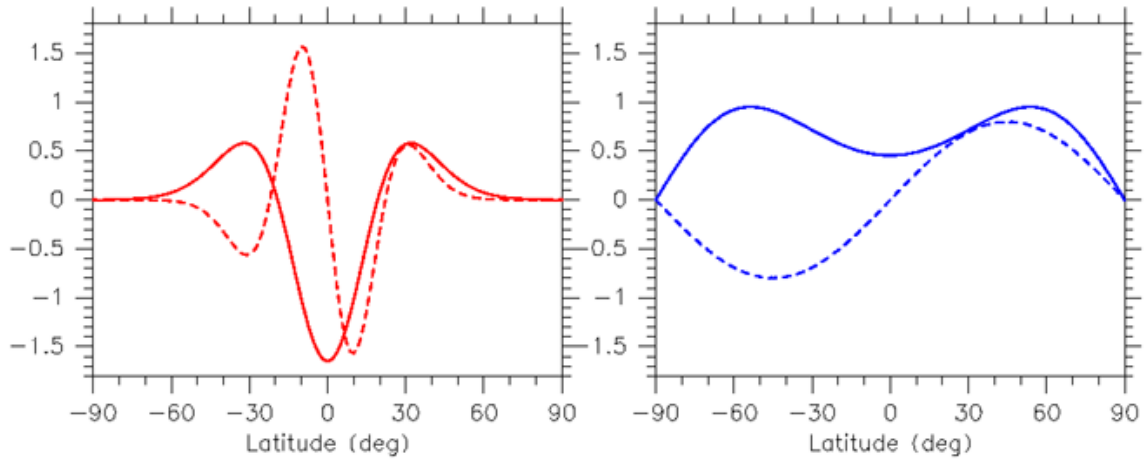


図 4 : 古典潮汐論における DW1 のハフモードの緯度構造。(左) 伝播モード、(右) 捕捉モード。実線、点線はそれぞれ赤道対称モード、赤道反対称モードを示す。

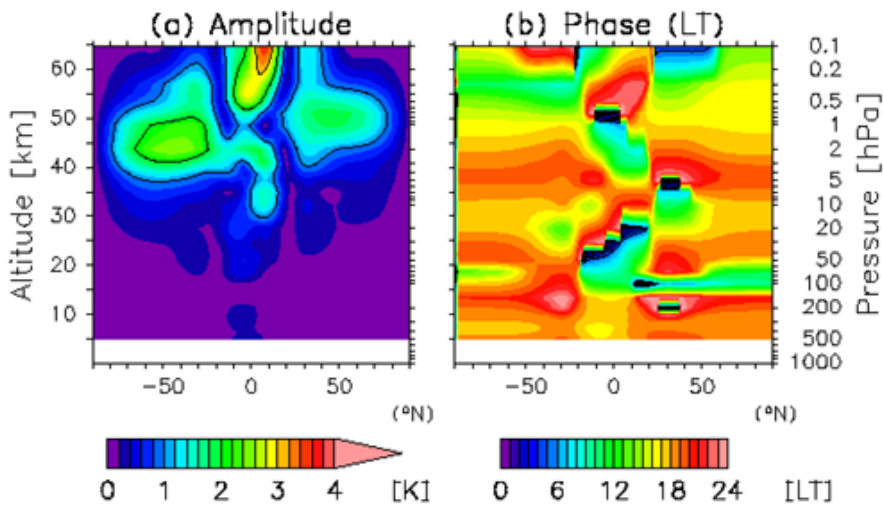


図 5 : 図 3 と同じ。ただし、図 4 の 4 つのハフモード成分のみで再構成した DW1。

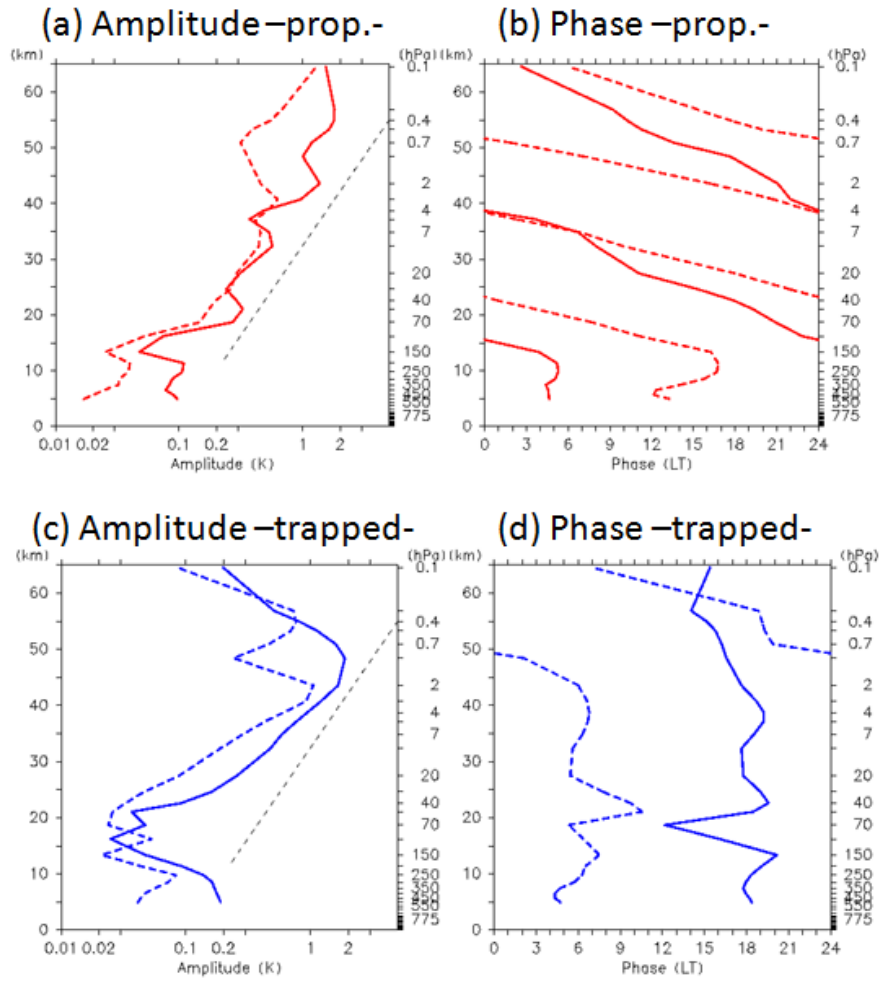


図 6 : 1 月の気温 DW1 成分の各ハフモードの鉛直構造。(a)伝播モードの振幅、(b)伝播モードの位相、(c)捕捉モードの振幅、(d)捕捉モードの位相。実線、点線はそれぞれ赤道対称モード、赤道反対称モードを示す。各モードの緯度構造は図 4 を参照。左パネル (図 a, c) において、x-軸は対数表示しており、パネル内の黒点線は $\exp(z/2H)$ に相当する傾きを示す ($H=7 \text{ km}$ はスケールハイト)。

5. 熱帯域における季節変化とその要因 —背景風の影響—

図 7a は A-MERRA で得られた気温 DW1 の振幅の月－緯度断面図である（緯度は 40S－40N の範囲を描画）。いずれの高度でも熱帯域において 12－2 月、7－8 月に振幅極大をとる半年周期変動を示し、高度 30 km では半球間をまたぐように、12-2 月では北半球側で、7-8 月は南半球側で振幅が大きい。これらの結果は、SABER(Huang et al. 2010)、GPS 掩蔽観測(Zeng et al., 2008; Xie et al., 2010)による観測結果と一致する。

これらの季節変動の要因を調べるため、線形モデルを用いた実験を行った。用いたモデルは Zhu et al. (1999)によって開発された線形潮汐モデル（以下「線形モデル」と呼ぶ）である。支配方程式は log-p 座標系の線形化した球面プリミティブ方程式で、特定の時間周期・東西波数成分（ここでは DW1）について、設定した背景場（東西風、温度）のもと非断熱加熱に対する大気の応答を診断的に求めるものである。定式化の詳細は Zhu (1997)を参照されたい。背景場および非断熱加熱データ（monthly データ）は GSWM09 (Zhang et al., 2010a, 2010b) で用いられているものを使用した。

ここでは線形モデルを用いた二種類の実験の結果を示す。一つ目は「背景東西風と温度場の緯度勾配あり」の実験（「CTL 実験」と呼ぶ）、二つ目は「背景東西風と温度場の緯度勾配なし」の実験（「OFF 実験」と呼ぶ）である。後者は古典潮汐論に相当する。図 7b、7c はそれぞれ CTL 実験、OFF 実験で得られた気温 DW1 の振幅の月－緯度断面図を示す。図 7a と図 7b を比較すると、CTL 実験は観測で得られた季節変化をよく再現していることがわかる。例えば熱帯域における 12-2 月、7-8 月の振幅極大や、高度 30 km における半球間をまたがる季節進行は、振幅の差こそあれ両者でよく一致する。一方 CTL 実験と OFF 実験の結果を比較すると、上記の特徴は再現されておらず、例えば高度 50 km では振幅極大は 3－4 月、9－10 月に見られる。これは赤道上の加熱は春分・秋分に極大をとることを反映している。

以上のことから、赤道域の DW1 の季節変化には、古典潮汐論では扱えない背景場の影響が無視できない寄与を持つことがわかった。このうち特に背景東西風の季節変化の影響が大きいこともわかった（図なし）。

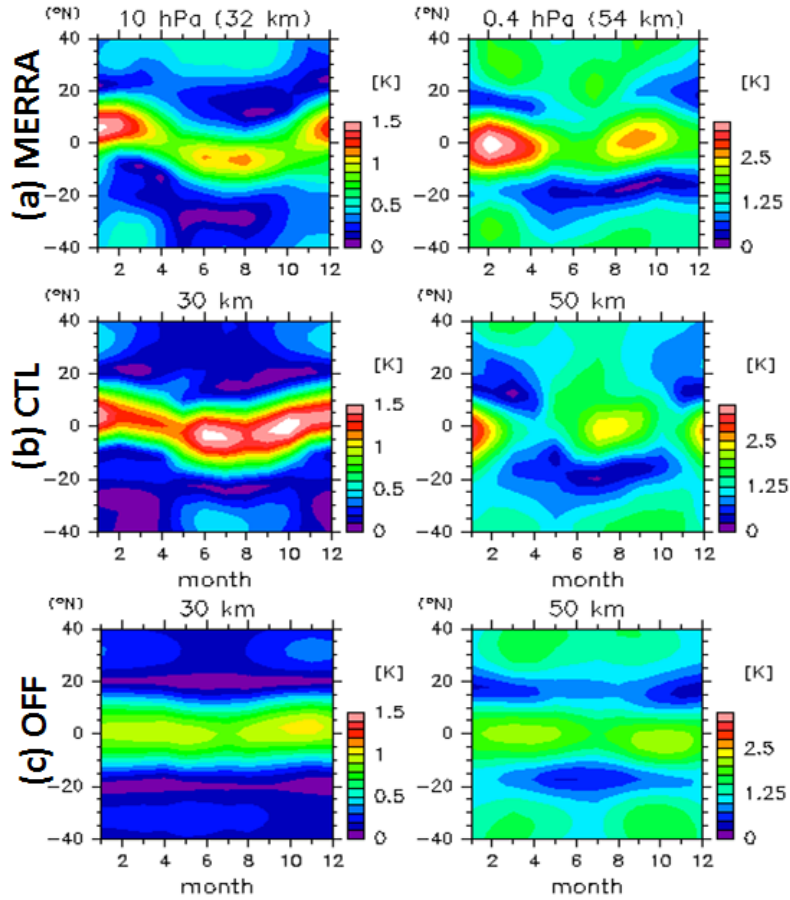


図 7：気温 DW1 の振幅の月－緯度断面図。(a)A-MERRA データ、(b)線形モデルの CTL 実験、(c)線形モデルの OFF 実験。(a)については (左) 高度 32 km、(右) 高度 54 km の結果、(b), (c)については (左) 高度 30 km、(右) 50 km の結果。

6. 議論 —背景風の影響の物理的解釈—

最後に、これら背景風の効果に物理的な解釈をつけることを試みる。先行研究において、背景風の効果は数値実験・理論を用いて調べられている。数値実験によれば背景風は DW1 の季節変化に重要であり (e.g., Zhu et al., 1999; McLandress, 2002)、特に McLandress (2002)は背景場が持つ渦度の寄与が大きいことを示唆する結果を得た。理論的解釈としては、背景風がモード自体を変えてしまうという考え方 (Forbes and Vincent, 1989; Ortland, 2005)、および、モードは変化せず背景風によって新たな強制力が加わるという考え方 (Lindzen and Hong, 1974) の二種類が存在するが、いずれも数学的な議論に留まっており物理的な解釈はなされていない。

本研究では Lindzen and Hong (1974)の考え方を発展させ、摂動法を用いた考察を行う。これにより、以下で示すように背景場の影響も古典潮汐論の枠組みで議論できるようになる。まず、5 節で使用した線形モデルにおける方程式系 (球面プリミティブ方程式を線形化した運動方程式、熱力学の式、連続の式) は線形演算子、変数ベクトル、非断熱加熱を用いて以下のように表せる。

$$\mathbf{L}u = \mathbf{Q} \quad (1)$$

ここで $\mathbf{L}$ は線形演算子であり、

$$\mathbf{L} = \begin{pmatrix} -i(2\Omega\sigma - \frac{sU}{a \cos \phi}) & (a \cos \phi)^{-1}(U \cos \phi)_\phi & U_z & is(a \cos \phi)^{-1} \\ f + 2Ua^{-1} \tan \phi & -i(2\Omega\sigma - \frac{sU}{a \cos \phi}) & 0 & \frac{\partial}{\partial y} \\ 0 & (aH)^{-1} R \bar{T}_y & N(z)^2 + N'(y, z)^2 & -i(2\Omega\sigma - \frac{sU}{a \cos \phi}) \\ (a \cos \phi)^{-1} & \frac{\partial}{\partial y} - a^{-1} \tan \phi & \frac{\partial}{\partial z} - \frac{1}{2H} & 0 \end{pmatrix} \quad (2)$$

である。ここで、 i は虚数単位、 Ω は地球の自転角速度、 σ は時間周期、 s は東西波数（ここでは 1）、 U は背景東西風、 ϕ は緯度、 z は高度、 f はコリオリパラメーター、 H はスケールハイト（7 km）、 R は気体定数、 T は背景場の気温、 N は OFF 実験での浮力振動数、 N' は CTL 実験と OFF 実験の浮力振動数の差であり、解 $\mathbf{u}$ の形として $\exp(i(s\lambda - 2\Omega\sigma t))$ を仮定している。 $\mathbf{u}$ 、 $\mathbf{Q}$ はそれぞれ

$$\mathbf{u} = (u, v, w, \Phi)^t, \quad \mathbf{Q} = (0, 0, Q, 0)^t \quad (3)$$

と表せる。 u , v , w はそれぞれ DW1 の東西風、南北風、鉛直風、 Φ はジオポテンシャル。ここで、線形演算子 $\mathbf{L}$ を古典潮汐論での演算子 $\mathbf{L}_0$ （つまり式(2)において背景東西風・温度の緯度勾配に係らない項）とそれ以外 $\mathbf{L}_1$ にわけ、後者は前者に比べて小さい ($O(\varepsilon)$) と仮定する。それに応じて変数ベクトル $\mathbf{u}$ も ε で摂動展開すると、

$$\mathbf{L} = \mathbf{L}_0 + \varepsilon \mathbf{L}_1 \quad (4)$$

$$\mathbf{u} = \mathbf{u}_0 + \varepsilon \mathbf{u}_1 \quad (5)$$

となり、これを式(1)に代入して $O(1)$ 、 $O(\varepsilon)$ それぞれの項をまとめると以下ようになる。

$$O(1): \mathbf{L}_0 \mathbf{u}_0 = \mathbf{Q} \quad (6)$$

$$O(\varepsilon): \mathbf{L}_0 \mathbf{u}_1 = -\mathbf{L}_1 \mathbf{u}_0 \quad (7)$$

ここで、式(7)の運動方程式（東西風成分、南北風成分）、熱力学の式は具体的に以下のようにかける。

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + U \frac{\partial}{\partial x}\right) u_1 - f v_1 + (a \cos \phi)^{-1} \Phi_1 = -U \frac{\partial u_0}{\partial x} - v_0 \frac{\partial U}{\partial y} + U a^{-1} \tan \phi v_0 \quad (8)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + U \frac{\partial}{\partial x}\right) v_1 + f u_1 + a^{-1} \Phi_1 = -U \frac{\partial v_0}{\partial x} - 2U a^{-1} \tan \phi u_0 \quad (9)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + U \frac{\partial}{\partial x}\right) \frac{R}{H} T_1 + N^2 w_1 = -U \frac{R}{H} \frac{\partial \bar{T}}{\partial x} - v_0 \frac{R}{H} \frac{\partial \bar{T}}{\partial y} - N'^2 w_0 \quad (10)$$

式(6)、(7)の左辺の演算子はいずれも $\mathbf{L}_0$ であり、 $O(1)$ 、 $O(\varepsilon)$ とともに古典潮汐論で議論することになる。このもとで、 $O(1)$ の潮汐成分 $\mathbf{u}_0$ は非断熱加熱に対する応答として得られ、一方 $O(\varepsilon)$ の潮汐成分 $\mathbf{u}_1$ は式(7)および(8)–(10)により「 $O(1)$ の潮汐風による背景場の東西風・温度の移流」という運動量・熱強制によって新たに励起された成分であると物理的に解釈することができる。

この考えを検証するため、 $O(1)$ の潮汐風として OFF 実験の結果を使用して式(7)（式(8)–(10)）の強制力を求め、DW1 の $O(\varepsilon)$ 成分（式(5)の $\varepsilon \mathbf{u}_1$ ）を求めた。図 8 はこのようにして求めた $O(\varepsilon)$ 成分と $O(1)$

成分（OFF 実験の結果；式(5)の $\mathbf{u}_0$ ）の和（ $\mathbf{u}_0 + \varepsilon \mathbf{u}_1$ ）で再現した気温 DW1 の振幅の月－緯度断面図を示す。振幅は CTL 実験と比べて小さいが、高度 30 km における半球間をまたがる季節変化、高度 50 km における振幅の 12－1 月、7－8 月極大は見られている。また、式(7)の中では東西風の南北移流の効果（式(8)右辺第 2 項）が大きいことがわかった。これは 12－2 月、7－8 月には熱帯上空の成層圏において東西風の南北勾配が大きい（成層圏では冬（夏）半球で西（東）風である）ことによる。つまり、この効果によって励起された伝播モード（特に赤道反対称モード；図 4）が新たに付け加わることで、非断熱加熱のみでは説明できない季節変動が生じていることが示唆された。

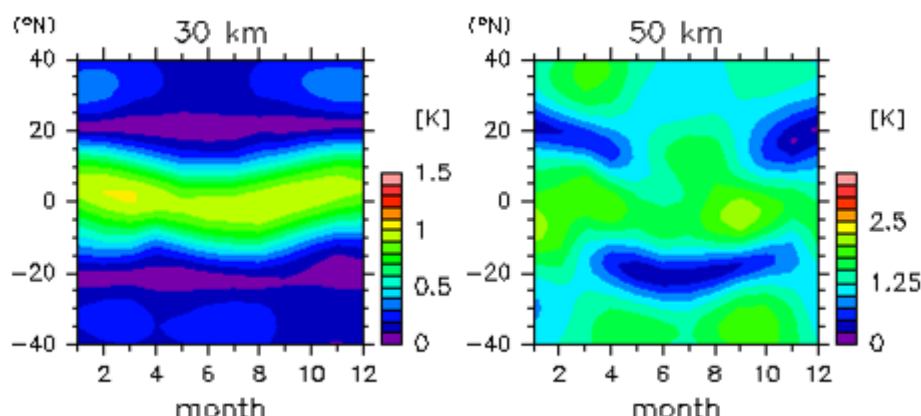


図 8：図 7 と同じ。ただし、摂動法で得られた $O(\varepsilon)$ の潮汐成分と OFF 実験（ $O(1)$ の潮汐成分）の和。詳細は本文を参照。

7. まとめ

TIMED/SABER データ、および全球再解析データを用いて、対流圏－下部中間圏における DW1 の鉛直構造・季節変化とその力学プロセスを調べた。

まず、SABER と再解析データの DW1 を比較することにより以下のことがわかった。再解析データの DW1 は上部成層圏より上空で振幅が小さい点を除いて、SABER データで得られた DW1 の構造を良く再現している。ただし、衛星サンプリングによって得られた DW1 には特に冬半球の中・高緯度の成層圏で背景場の数日スケールの変動が混入していることもわかった。今後衛星データを使用する際には注意が必要である。

以上を踏まえ、再解析データ（MERRA）を用いて DW1 の全球構造と季節変化について詳細な解析を行った。DW1 の振幅は赤道上空で大きい上部成層圏においては両半球の中・高緯度で極大をとる。一方、位相は赤道上空では鉛直伝播を示すが、中・高緯度では一定値をとる。また、DW1 の振幅は熱帯上空では 12－2 月、7－8 月に振幅極大を持つ半年周期変動を示す。

線形モデルを用いた実験、および、摂動法を用いた考察により、以上の観測結果は古典潮汐論（背景風ゼロ、温度場は高度のみに依存）を用いて以下のように理解できる。まず、第ゼロ近似としての潮汐は非断熱加熱に対する応答として理解できる。つまり、対流圏で励起された伝播モード（熱帯域）と対流圏・成層圏で励起された捕捉モード（中・高緯度）の重ねあわせでおよそ説明可能である。しかしな

がら、第一近似としては背景風の効果が無視できない。背景風は、第ゼロ近似での潮汐風による背景東西風運動量・温度の移流という強制項として理解でき、これらの強制によって新たに励起された潮汐が無視できない寄与をもち、季節変化にも影響していることがわかった。

本研究は、対流圏－成層圏における DW1 の描像を大局的に明らかにした点、およびそれらに力学的な解釈をつけた点で新しい。今後は DW1 成分だけでなく、一日周期の non-migrating 成分や半日潮汐の振る舞いについても調べていきたいと考えている。

参考文献

- Chapman, S., and R. S. Lindzen, 1970: *Atmospheric tides*, Springer, New York Hines, CO.
- Forbes, J. M., and R. A. Vincent, 1989: Effects of mean winds and dissipation on the diurnal propagating tide: An analytic approach, *Planet Space Sci.*, 37, 197-209.
- Forbes, J. M., M. Kilpatrick, D. Fritts, A. H. Manson, and R. A. Vincent, 1997: Zonal mean and tidal dynamics from space: an empirical examination of aliasing and sampling issues, *Ann. Geophys.*, 15, 1158-1164.
- Forbes, J. M., X. Zhang, S. Palo, J. Russell, C. J. Mertens, and M. Mlynchzak, 2008: Tidal variability in the ionospheric dynamo region, *J. Geophys. Res.*, 113, A02310, doi:10.1029/2007JA012737.
- Huang, F. T., R. D. McPeters, P. K. Bhartia, H. G. Mayr, S. M. Frith, J. M. Russell III, and M. G. Mlynchzak, 2010: Temperature diurnal variations (migrating tides) in the stratosphere and lower mesosphere based on measurements from SABER on TIMED, *J. Geophys. Res.*, 115, D16121, doi:10.1029/2009JD013698.
- Lindzen, R. and S. Hong, 1974: Effects of mean winds and horizontal temperature gradients on solar and lunar semidiurnal tides in the atmosphere, *J. Atmos. Sci.*, 31, 1421-1446.
- McLandress, C., 2002: The seasonal variation of the propagating diurnal tide in the mesosphere and lower thermosphere. Part II: The role of tidal heating and zonal mean winds, *J. Atmos. Sci.*, 59, 907-922.
- Mukhtarov, P., D. Pancheva and B. Andonov, 2009: Global structure and seasonal and interannual variability of the migrating tide seen in the SABER/TIMED temperatures between 20 and 120 km, *J. Geophys. Res.*, 114, A02309, doi:10.1029/2008JA013759.
- Ortland, D. A., 2005: Generalized Hough modes: The structure of damped global-scale waves propagating on a mean flow with horizontal and vertical shear, *J. Atmos. Sci.*, 62, 2674-2683.
- Pirscher, B., U. Foelsche, M. Borsche, G. Kirchengast, and Y.-H. Kuo, 2010: Analysis of migrating diurnal tides detected in FORMOSAT-3/COSMIC temperature data, *J. Geophys. Res.*, 115, D14108, doi:10.1029/2009JD013008.
- Sakazaki, T. and M. Fujiwara, 2010a: Diurnal variations in lower-tropospheric wind over Japan. Part I: Observational results using the Wind profiler Network and Data Acquisition System (WINDAS), *J. Meteor. Soc. Japan*, 88, 325-347.

- Sakazaki, T. and M. Fujiwara, 2010b: Diurnal variations in lower-tropospheric wind over Japan. Part II: Analysis of Japan Meteorological Agency mesoscale analysis data and four global reanalysis data sets, *J. Meteor. Soc. Japan*, 88, 349-372.
- Sakazaki, T., M. Fujiwara, and H. Hashiguchi, 2010: Diurnal variations of upper tropospheric and lower stratospheric winds over Japan as revealed with middle and upper atmosphere radar (34.85°N, 136.10°E) and five reanalysis data sets, *J. Geophys. Res.*, 115, D24014, doi:10.1029/2010JD014550.
- Xie, F., D. L. Wu, C. O. Ao, and A. J. Mannucci, 2010: Atmospheric diurnal variations observed with GPS radio occultation soundings, *Atmos. Chem. Phys.*, 10, 6889-6899.
- Zeng, Z., W. Randel, S. Sokolovsky, C. Deser, Y.-H. Kuo, M. Hagan, J. Du, and W. Ward, 2008: Detection of migrating diurnal tide in the tropical upper troposphere and lower stratosphere using the Challenging Minisatellite Payload radio occultation data, *J. Geophys. Res.*, 113, D03102, doi:10.1029/2007JD008725.
- Zhang, X., J. M. Forbes, and M. E. Hagan, 2010a: Longitudinal variation of tides in the MLT region: 1. Tides driven by tropospheric net radiative heating, *J. Geophys. Res.*, 115, A06316, doi:10.1029/2009JA014897.
- Zhang, X., J. M. Forbes, and M. E. Hagan, 2010a: Longitudinal variation of tides in the MLT region: 2. Relative effects of solar radiative and latent heating, *J. Geophys. Res.*, 115, A06317, doi:10.1029/2009JA014898.
- Zhu, X., 1997: Numerical modeling of middle atmosphere migrating tides. I: Mathematical and physical basis, Technical Report SRA-97-05, The Johns Hopkins University Applied Physics Laboratory, Laurel, MD 20723, USA.
- Zhu, X., J.-H. Yee, D. F. Strobel, X. Wang, and R. A. Greenwald, 1999: On the numerical modeling of middle atmosphere tides, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 125, 1825-1857.