水平移流を伴わない大気境界層の地表面非断熱加熱に起因する地上気圧の日変化に関する一考察

中　川　清　隆*　　渡　来　　靖*

キーワード：地上気圧、太陽同期大気熱潮汐、一日周期潮汐波、半日周期潮汐波、地表面非断熱加熱

Ⅰ．はじめに

筆者ら(中川ほか，2015a）は，2012 年 8 月～2015 年 8 月の間，図 1 に示す上信越山岳地域の標高 1000 m 以下の谷筋 23 地点および標高 1400 m の赤城山山頂部の計 24 地点において地上気温と地上気圧の連続観測を実施し，前橋地方気象台で日積算日照時間が 9 時間を上回る晴天日には，地上気温日変化の特性を反映したと思われる特徴的な地上気圧日変化が出現していることを明らかにした．図 2 の実線と破線は，観測地域最南端に位置する観測点，本庄総合公園(北緯 36°13’12”，東経 139°11’47”，標高 55m)に於いて観測された 2013 年 8 月晴天日平均の地上気温と地上気圧の日変化である(中川ほか，2015b)．気温（破線）は晴天日平均気温 29.1 ℃からの偏差，気圧（実線）は晴天日平均気圧 1000.6 hPa からの偏差でプロットされている．気温は一つ山日変化を示し，日最高気温は 15：10 JST に現れ

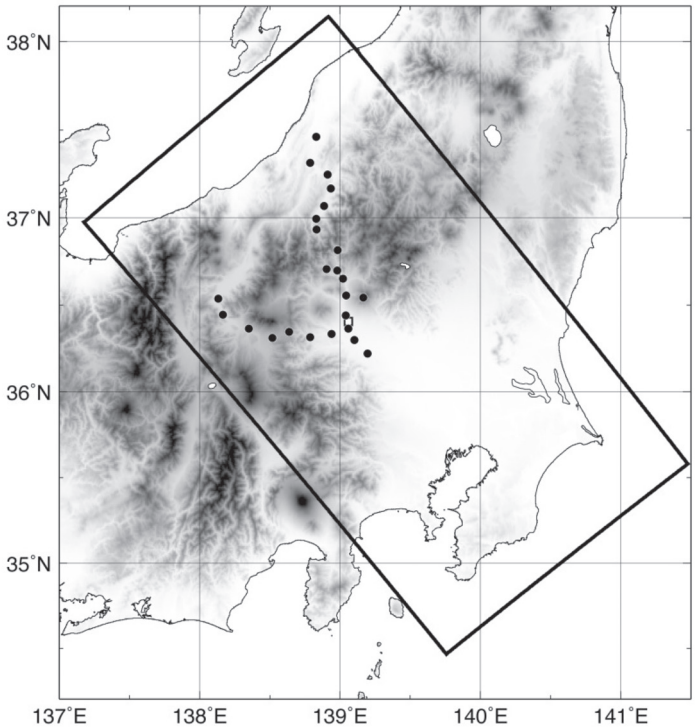

図 1　上信越山岳域特別観測地点（●）と WRF 再現計算領域（太枠）
□：前橋地方気象台　（中川ほか，2015b，より）

* 立正大学・地球環境科学部・環境システム学科

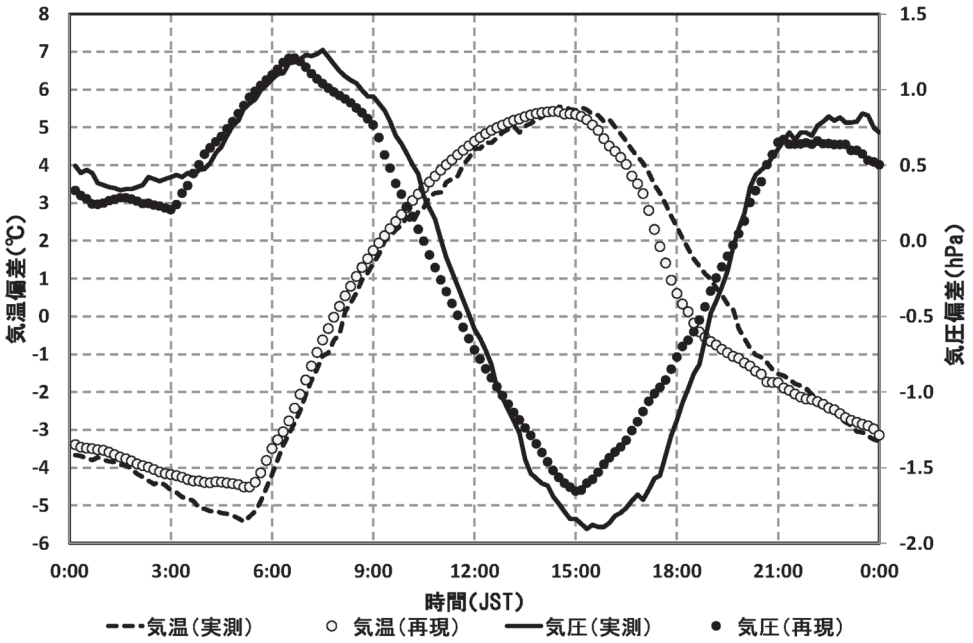

図２　関東平野北西端部に位置する本庄総合公園における2013年８月晴天日平均の地上気温と地上気圧の日変化の観測値と再現計算値の比較．破線：地上気温の観測値．実線：地上気圧の観測値，○：地上気温の再現計算値，●：地上気圧の再現計算値（中川ほか，2015b，より）

5.53 ℃の正偏差を示し，日最低気温は 05：10 JST に現れ -5.43 ℃の負偏差を示し，気温日較差は 10.96 ℃に達した．これに対して気圧の日変化は二つ山日変化を示し，日最高気圧は 07：30 JST に現れ 1.26 hPa の正偏差，第２の極大は 23：30 JST に現れ 0.84 hPa の正偏差を示し，日最低気圧は 15：20 JST に現れ -1.90 hPa の負偏差，第２の極小は 01：30 JST に現れ 0.34 hPa の正偏差を示し，気圧日較差は 3.16 hPa に達した．

この半日周期を伴う特徴的な地上気圧日変化はいわゆる大気潮汐を反映したものと推察される．アメリカ気象学会用語集(http://glossary.ametsoc.org/wiki/Main_Page)によると，大気潮汐は太陽潮汐と太陰潮汐に大別され，太陽潮汐は重力潮汐と熱潮汐からなり，太陰潮汐は重力潮汐のみからなる．最大の気圧調和項となる半日周期潮汐は太陽同期の重力潮汐と熱潮汐の両方に起因しており，太陽同期半日周期潮汐の振幅は熱帯で 1.5 hPa，中緯度で 0.5 hPa 程度であり，熱帯で 0.06 hPa，中緯度で 0.02 hPa 程度に過ぎない太陰同期半日周期重力潮汐を大きく上回る．この見解に従うと，図 2 の地上気圧日変化は主として太陽同期一日周期および半日周期熱潮汐による可能性が大きい．太陽同期熱潮汐波は熱圏（高度 80 km 以上），成層圏オゾン層（高度 20 ～ 25 km）における紫外線吸収，および対流圏水蒸気による近赤外線吸収を主たる励起源として発生する一日周期と半日周期の慣性重力波であるが，吸収される日射量は半日周期を上回る大きな一日周期成分を含むにもかかわらず，慣性重力波の鉛直波の波数mは $f < \Omega < N$ の範囲の角振動数Ωにおいてのみ存在し得るので（例えば，Holton，1992），緯度φが 30° 以上の地域では鉛直波長 30 km 程度の一日周期潮汐波は上下に伝搬することが出来ず鉛直波長 200 km 程度の半日周期潮汐波のみが上下に伝搬するため，地上気圧の日変化には半日周期潮汐波が卓越するとの見解が通説となっている(沢田，1956，1975；加藤，1989，2014；日本学士院，1989；津田，2006；宮原，2014；坂崎，2016)．ここで，f：コリオリのパラメータ（$= 2\omega\sin\varphi$），ω：地球の自

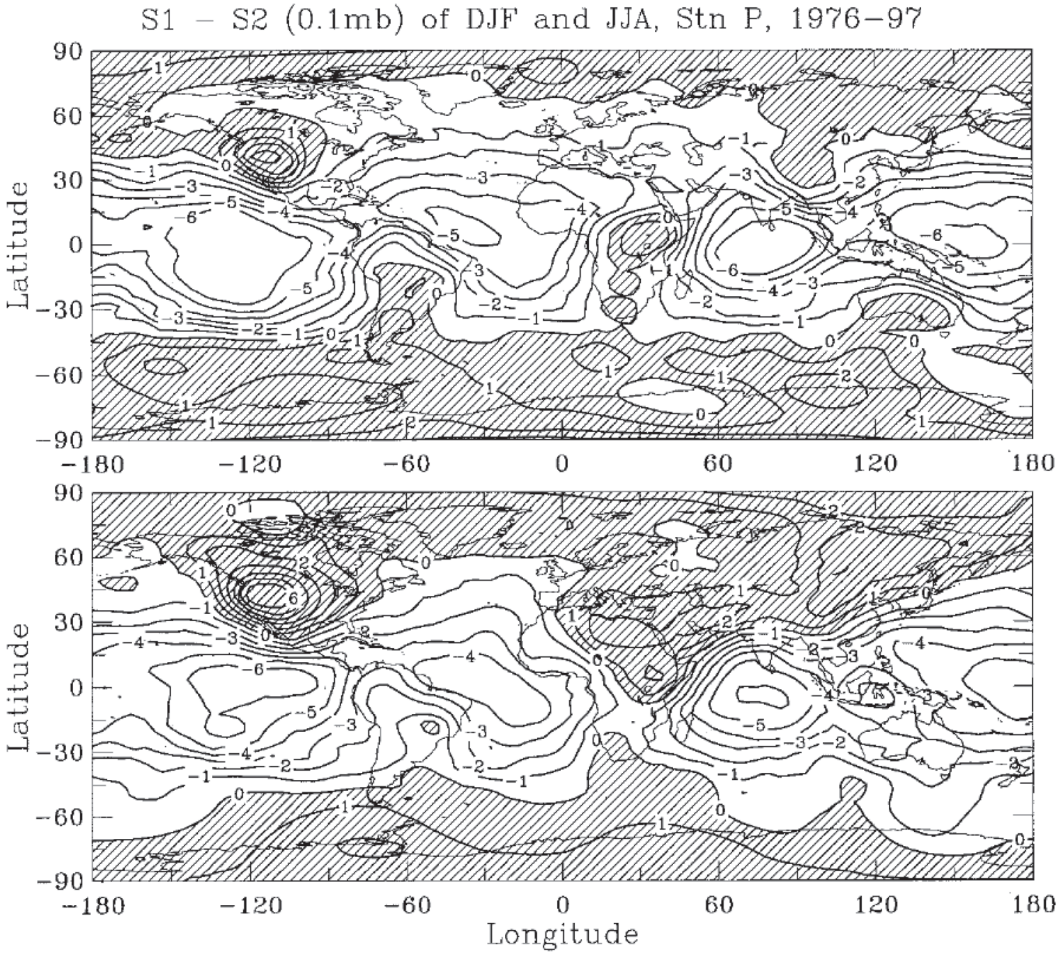

図 3　12月～ 2 月（上）と 6 月～ 8 月（下）における一日周期潮汐波の振幅 S_1 と半日周期潮汐波の振幅 S_2 の差．等値線間隔は0.1 hPa 単位で，影は $S_1 > S_2$ の領域を表す（Dai and Wang, 1999, より）

転速度（$= 7.292 \times 10^{-5}$ rad/s），N：ブラント・バイサラ振動数（$= \sqrt{g\frac{\partial \ln \theta}{\partial z}}$），$g$：重力加速度，$\theta$：温位，z：高度である．しかしながら，地上で観測された地上気圧日変化を詳細に解析してみると，地上気圧日変化の全球分布の実態はかなり異なっていることが明らかとなってきている(Dai and Wang, 1999; Schindelegger and Ray, 2014).

図 3 は，0.1 hPa 単位で解析した 12 月～2 月（上）と 6 月～8 月（下）における一日周期潮汐波の振幅 S_1 と半日周期潮汐波の振幅 S_2 の差である(Dai and Wang, 1999)．一日周期潮汐波の振幅 S_1 が半日周期潮汐波の振幅 S_2 を上回っている領域に影が付されている．一日周期潮汐波の振幅 S_1 は海上より陸上で大きく，日射加熱が強い低緯度の高地や砂漠で大きいので等値線が海岸線に平行に分布するのに対して，半日周期潮汐波の振幅 S_2 は東西方向の一様性が強くて熱帯，特に海上で大きいため，半日周期潮汐波の振幅 S_2 は海上では一日周期潮汐波の振幅 S_1 より一般的に大きく，一日周期潮汐波の振幅 S_1 は殆どの陸上，特に夏季の北米大陸西部やチベット高原のような高地において半日周期潮汐波の振幅 S_2 より大きい．Dai and Wang（1999）はこの事実を大気潮汐に関する古典理論(Chapman and Lindzen, 1970; Lindzen, 1990）のパラドクスと指摘している．

図 3 において日本およびその周辺に注目すると，冬季は日本全域において半日周期潮汐

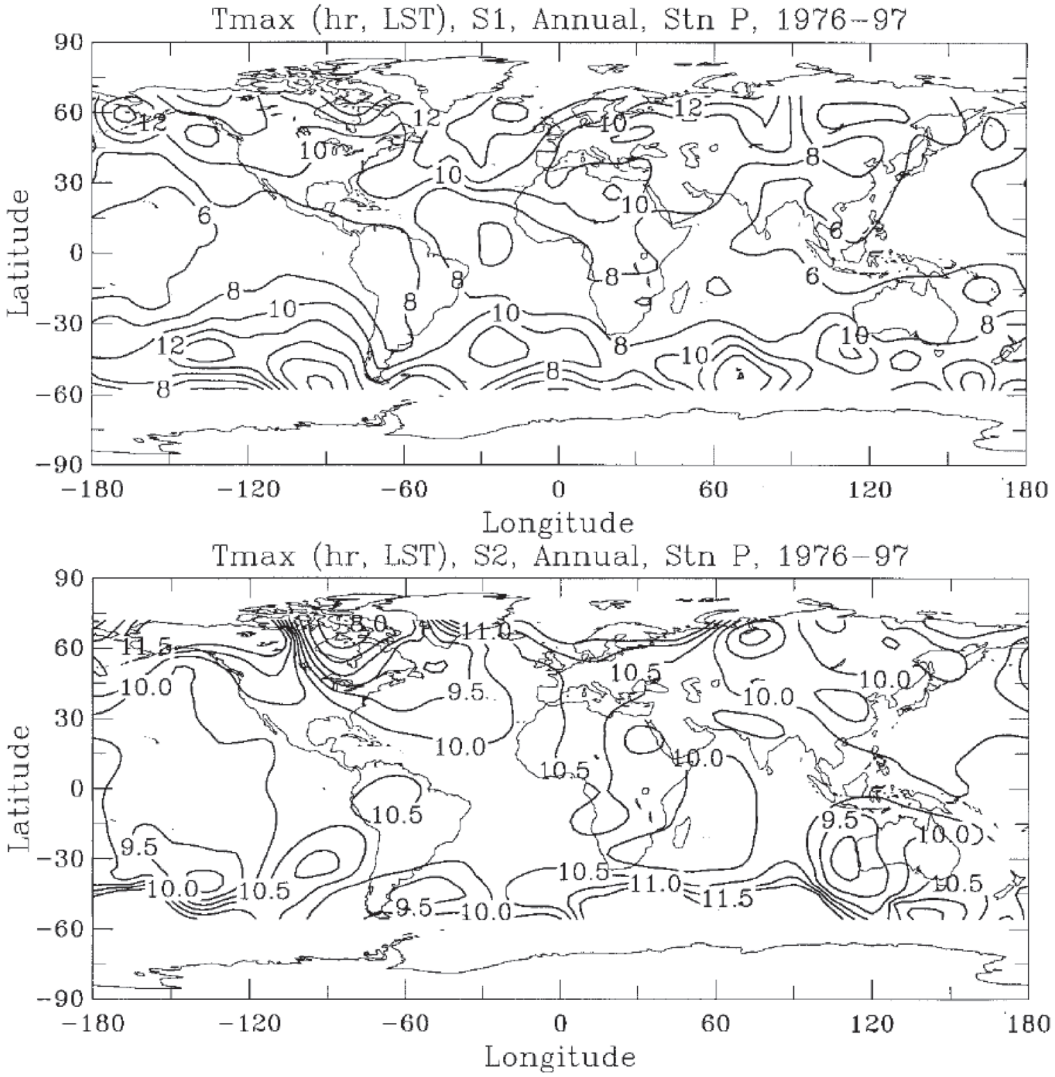

図 4　一日周期潮汐波（上）と半日周期潮汐波（下）の最大起時 T_{max} の等時線．等時線の時間は地方太陽時で，等値線間隔は0.5時間（Dai and Wang, 1999, より）

波の振幅 S_2 が一日周期潮汐波の振幅 S_1 を上回っており，南方ほどその差が大きいのに対して，夏季は北緯 40° 付近より高緯度では北方ほど一日周期潮汐波の振幅 S_1 の方が大きく，低緯度では南方ほど半日周期潮汐波の振幅 S_2 の方が大きくなっている．しかしながら，図 2 の本庄総合公園の地上気圧日変化は調和解析を施すまでもなく明瞭な一日周期と半日周期の潮汐波が存在し，日最高気圧と第２極大値の差が 0.5 hPa 程度であるのに対して日最低気圧と第２極小値の差は 2.0 hPa を上回るので，一日周期潮汐波の振幅 S_1 は明らかに半日周期潮汐波の振幅 S_2 より大きい．

図 4 は一日周期潮汐波（上）と半日周期潮汐波（下）の最大起時T_{max}の等時線解析結果である（Dai and Wang, 1999）．振幅とは対照的に一日周期潮汐波の最大起時T_{max}における海陸の差は小さく，低緯度では午前中の 06 : 00 ～ 08 : 00 LST に最大となり，中緯度地方では，06 : 00 ～ 08 : 00 LST に最大となる東アジアおよび北太平洋を除いて，10 : 00 ～ 12 : 00 LST に最大となる．半日周期潮汐波の最大起時T_{max}も海陸の差や季節変動は小さく，低緯度および中緯度では，おおよそ 10 : 00 LST 頃および 22 : 00 LST 頃に集中している．高緯度地方では，観測地点が少ないことと信号強度が弱いことが原因で，位相の値に乱れが生じてい

る．

図 4 において日本およびその周辺に注目すると，一日周期潮汐波の最大起時$T_{\max} = 06{:}00$ LST の等値線が中国地方～九州東部を南北に走っており，西方ほど位相が遅い傾向があるのに対して，半日周期潮汐波の最大起時$T_{\max}$は 10：00 LST および 22：00 LST より若干早くなっている．図 2 の本庄総合公園の日最高気圧の起時 07：30 JST は，図 4 の一日周期潮汐波の$T_{\max} < 06{:}00$ LST より 1 時間近く遅く，朝の半日周期潮汐波の最大起時$T_{\max} <$ 10：00 LST より 2 時間以上早い．図 2 の気圧の第２極大の起時 23：30 JST は，図 4 の一日周期潮汐波の$T_{\max} + 12 < 18{:}00$ LST より 6 時間近く，夜の半日周期潮汐波の最大起時$T_{\max} <$ 22：00 LST より 1 時間以上遅い．図 2 の最低気圧の起時 15：20 JST は，図 4 の一日周期潮汐波の$T_{\max} + 12 < 18{:}00$ LST より 2.5 時間以上，朝の半日周期潮汐波の最大起時$T_{\max} + 6 <$ 16：00 LST より 30 分程度早い．

図 2 の本庄総合公園において 15：20 JST に現れる深い気圧の谷は 15：10 JST に現れた日最高気温の影響を受けているように見える．魚野川谷筋や千曲川谷筋における日中の地上気温偏差極値dT[℃]と気圧偏差極値dp[hPa]の関係は，

$$dp = -0.47dT + 1.4 \qquad \cdots\text{eq. (1)}$$

というほぼ同一の関係式で表される(中川ほか，2015a)．日最高気温が 1℃増すと日最低気圧が 0.47 hPa 減少する関係にあることを示唆しており，決定係数は 0.90 を大きく上回ることから，この地域の地上気圧の日変化は気温の日変化と密接な関係を有することが明白である．

図 2 の○と●は，領域気象モデルＷＲＦにより再現計算された地上気温と地上気圧の日変化である(中川ほか，2015b)．ＷＲＦ計算領域は図 1 に示される矩形領域とし，水平格子数 100×180，水平分解能 2 km，鉛直 40 層とした．最上層は 100 hPa 面で固定されている．2013 年 7 月 31 日 21:00 JST を初期値として 12 秒間隔で 9 月 1 日 09:00JST まで 31.5 日分の積分を行なった．初期・境界値には大気データに気象庁/MSM，海面水温データに気象庁/MGDSST を用いた．毎正時を含む 10 分間隔で全格子点における計算結果を蓄積した．上信越山岳域 24 観測地点の最寄り格子点における計算結果を当該地点の再現計算値とみなし，観測値と同様に，前橋地方気象台の日照時間が 9 時間以上の日のみを抽出して時刻別に平均を求めて晴天日気温・気圧日変化曲線とした．

再現計算された日平均地上気温は 27.6 ℃，日平均地上気圧は 1001.1 hPa となり，地上気温に −1.5 ℃，地上気圧に −0.5 hPa のバイアスが生じた．再現計算された地上気温○は一つ山日変化を示し，日最高地上気温は 14：20 JST に現れ 5.42 ℃の正偏差を示し，日最低地上気温は 05：20 JST に現れ −4.51 ℃の負偏差を示し，日較差は 9.93 ℃に達した．これに対して再現計算された地上気圧●は二つ山日変化を示し，日最高地上気圧は 06：40 JST に現れ 1.21 hPa の正偏差，第２の極大は 21：10 JST に現れ 0.67 hPa の正偏差を示し，日最低地上気圧は 15：00 JST に現れ −1.65 hPa の負偏差，第２の極小は 03：00 JST に現れ 0.21 hPa の正偏差を示し，気圧日較差は 2.86 hPa に達した．日平均の回りの日変化は気温，気圧ともほぼ正確に再現され，決定係数は 0.96 を上回る．日最低気温・気圧が若干過大で，位相は若干早い傾向が認められる．大気熱潮汐も正確に再現できているが，

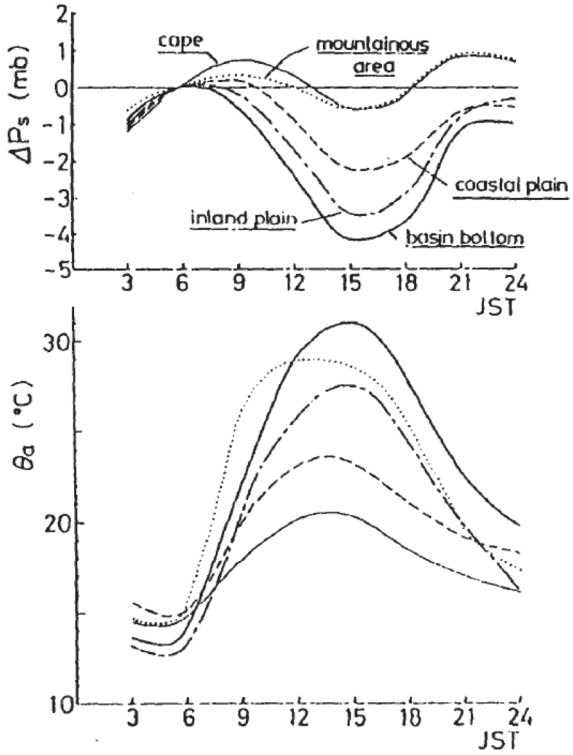

図 5　関東平野およびその周辺における地上気圧（上）と地上気温（下）の静穏晴天日平均日変化．cape は御前崎，mountainous area は日光，coastal plain は東京，inland plain は前橋，basin bottom は松本における日変化を表す（Kimura and Kuwagata, 1995, より）

気圧の時間変化曲線に 3 時間毎の直線的折れ曲がり傾向が認められる．

上述の如く，本地域は北緯 30° より高緯度の地域に属しているにもかかわらず，図 2 の観測結果も再現計算結果も，一日周期と半日周期の地上気圧日変化が明瞭であるが，一日周期潮汐波の振幅が半日周期潮汐波の振幅より大きいので，一般的に認識されている太陽同期大気熱潮汐の特徴からは少し外れている．同様の特徴は，国内各地において長期間の地上気圧日変化の調和解析を行った岩井・宮下(2005)，岩井ほか(2008) や中央日本各地の地上気圧日変化と気温日変化を解析した Kuwagata *et al.* (1990)，Kimura and Kuwagata (1995) にも認められる．関東平野およびその周辺において，太平洋に突き出した岬先端の御前崎や山岳域高所の日光では半日周期の地上気圧日変化が卓越しているが，内湾沿岸の東京，平野内陸の前橋，山間部盆地底の松本と内陸低地になるにつれて一日周期の地上気圧日変化が卓越する傾向が明瞭であり（図 5)，Kuwagata *et al.* (1990)，Kimura and Kuwagata (1995) は，岬先端や山岳域高所は上層から伝播してきた大気潮汐が観測されているのに対して平野内陸部や山間盆地底では大気層下端における地形の影響により大きな一日周期の地上気圧日変化が付加された旨の見解を示している．

更に奇妙なことに，100 hPa 面が最上層で熱圏はおろか成層圏オゾン層すら考慮に入れていないＷＲＦモデルでは太陽同期大気熱潮汐を再現することは困難と思われるにもかかわらず，実際には，図 2 から明らかなように，観測された晴天日平均の地上気圧の日変化がＷＲＦモデルによりほぼ正確に再現計算される．ＷＲＦモデルにより地上気圧の日変化の再現計算を試みた既存研究は散見されるが，一日周期潮汐波に焦点を当てているものが多い(例えば，Li *et al.*，2009；Li and Smith，2010)．その中にあって，ピレネー山脈を

南北に縦断する複数地点で測定された地上気圧データの再現計算を行った Diaz de Argandona *et al.*（2010）が，半日周期潮汐波が現実より過小，かつ，位相が少しずれているものの，太陽同期大気熱潮汐が比較的よく再現されることを報告しているのが注目される．彼らは，上部境界高度を筆者らの 100 hPa 面より高高度の 20 hPa 面としているが，上部境界 20 hPa でもオゾン層を十分含んでいないため半日周期潮汐波の再現性を不充分なものにしていると推測している．熱圏や成層圏オゾン層の効果を反映していないＷＲＦモデルが太陽同期大気熱潮汐をよく再現することは事実と判断される．

Stocker *et al.*（2013）による全球平均の熱収支によれば，大気上端に入射する全天日射量 340 W/㎡のうち，地球大気に直接吸収される日射量は 79 W/㎡（23.2%）に過ぎないのに対して，一旦地表面に吸収された後他の形態のエネルギーとして大気に伝わる日射量は 161 W/㎡（47.4%）に達する．これらの事実は，地上で観測される地上気圧日変化の 70 %近くは，熱圏や成層圏オゾン層等の上層から伝播してくる慣性重力波による振動ではない可能性を示唆している．

本稿は，一旦地表面で吸収された日射量が他の形態のエネルギーとして大気境界層に伝わった結果生じる地上気圧変化として通常観測される地上気圧日変化を説明できる可能性について考究することを目的とする．

Ⅱ　晴天日全天日射量のフーリエ余弦級数表示

北緯φ，東経λの地点における太陽赤緯δの日の大気外全天日射量$K_\infty^\downarrow$の日変化は，

$$K_\infty^\downarrow = \max\left[I_0\left(\frac{\bar{r}}{r}\right)^2(\sin\delta\sin\varphi + \cos\delta\cos\varphi\cos\omega t), 0\right] \qquad \cdots\text{eq. (2)}$$

と表される（例えば，Sellers，1965）．ここで，I_0：太陽定数(= 1336 W/㎡)，$\bar{r}$：平均地心太陽距離，r：地心太陽距離，ω：地球の自転速度（$\omega = 7.292 \times 10^{-5}$ rad/s），t：太陽南中後の経過時間であり，max[,]はmax関数である．太陽赤緯δおよび地心太陽距離rは元旦からの通し日数から計算できる（例えば，Paltridge and Platt，1976）．Stocker *et al.*(2013)によれば，大気上端に入射する全天日射量 340 W/㎡のうち地表面まで到達するのは 185 W/㎡（54.4%）なので，晴天日の地表面全天日射量$K_0^\downarrow$の日変化は

$$K_0^\downarrow = \max\left[0.544 I_0\left(\frac{\bar{r}}{r}\right)^2(\sin\delta\sin\varphi + \cos\delta\cos\varphi\cos\omega t), 0\right] \qquad \cdots\text{eq. (3)}$$

と表される．これは，$0.544 I_0\left(\frac{\bar{r}}{r}\right)^2 \sin\delta\sin\varphi$ を中心として１日で 1 回振動する振幅 $0.544 I_0\left(\frac{\bar{r}}{r}\right)^2 \cos\delta\cos\varphi$ の単一余弦波の非負の部分に相当する．

$0.544 I_0\left(\frac{\bar{r}}{r}\right)^2(\sin\delta\sin\varphi + \cos\delta\cos\varphi\cos\omega t)$ が常に正となる白夜の場合には，地表面全天日射量$K_0^\downarrow$は振動数１[1/day]の完全な単一余弦波となるが，極線より低緯度側では，$K_0^\downarrow$が必ず０の値をとる時間帯，即ち夜が発生するため，$K_0^\downarrow$が完全な単一余弦波となることはない．この$K_0^\downarrow$は，有限フーリエ余弦級数に展開して

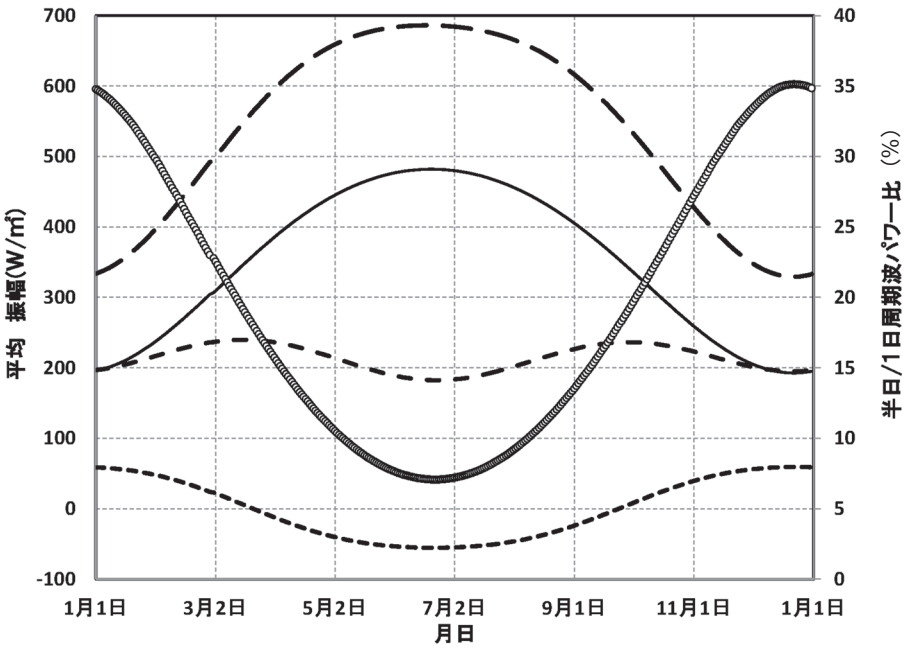

図６　北緯35°における日平均大気外日射量（実線）と一日周期潮汐波（粗破線），半日周期潮汐波（破線），$\frac{1}{3}$日周期波（細破線）の振幅，および一日周期潮汐波に対する半日周期潮汐波のパワー比（○）の年変化

$$K_0^{\downarrow} = \overline{K_0^{\downarrow}} + \sum_{n=1}^{N} \delta K_{0n} \cos n\omega t \qquad \cdots\text{eq. (4)}$$

と表すことができる．ここで，$\overline{K_0^{\downarrow}}$：日平均地上全天日射量，$\delta K_{0n}$：振動数$n$の地上全天日射量余弦波の振幅，$n$：振動数である．上述の如く白夜の場合には，振幅$\delta K_{0n}$は，$n=1$に対してのみ $\delta K_{01} = 0.544 I_0 \left(\frac{\bar{r}}{r}\right)^2 \cos\delta \cos\varphi$ となり，$n \geq 2$ のすべてのnに対しては $\delta K_{0n} = 0$ であるが，白夜ではない場合には，$n=1$ に対しては $\delta K_{01} < 0.544 I_0 \left(\frac{\bar{r}}{r}\right)^2 \cos\delta \cos\varphi$ となり，$n \geq 2$ のnに対しても 0 でない δK_{0n} が存在する．δK_{0n} の具体的な値は，振動数nと北緯φ，および太陽赤緯δによって異なり，負の値をとる場合もある．

図６は，北緯 35°地点における大気外全天日射量の日平均値と一日周期～ $\frac{1}{3}$ 日周期の波の振幅の年変化を示したものである．日平均全天日射量は一つ山年変化を示し，6 月 20 日に最大の 482.0 W/㎡，12 月 22 日に最小の 192.7 W/㎡となる．一日周期潮汐波の振幅は日平均日射量とほぼ平行な一つ山年変化を示すが，暖候期の振幅が大きい期間が長く継続し，6 月 17 日に最大の 686.2 W/㎡，12 月 22 日に最小の 329.3 W/㎡となる．半日周期潮汐波の振幅は二つ山年変化を示し，3 月 16 日に最大値 239.8 W/㎡，9 月 30 日に第２の極大値 236.4 W/㎡を示し，6 月 23 日に最小値 182.4 W/㎡，12 月 22 日に第２の極小値 195.2 W/㎡を示す．$\frac{1}{3}$ 日周期波の振幅の年変化は，日平均日射量や一日周期潮汐波の振幅の年変化とほぼ逆位相の一つ山年変化を示し，12 月 23 日に最大の 59.3 W/㎡，6 月 21 日に最小の −55.4 W/㎡となる．各周期の波のパワーは振幅の自乗に比例するので，日射量の日変化の大部分は一日周期潮汐波によって占められ，第２成分の半日周期潮汐波の貢献

は一つ山年変化を示し，一日周期潮汐波に対する半日周期潮汐波のパワー比は，12 月 22 日に最大の 35.1 %，6 月 22 日に最小の 7.2 %となる．つまり，全天日射量は 6 月 22 日には余弦波とほぼ同様の日変化を示すのに対して，12 月 22 日には余弦波に比べて日出・日没時近傍の時間変化が急激なため一日周期潮汐波の $\frac{1}{3}$ 程度のパワーをもつ半日周期潮汐波が生じることを意味している．

Ⅲ　地表面加熱に起因する地上気圧日変化の理論的誘導

Ⅲ．1　日平均気圧の回りの地上気圧の摂動発生のメカニズム

任意の高度の気圧p，密度ρ，気温Tの日平均値とそれからの摂動を，それぞれ，$\bar{p}$，p'，$\bar{\rho}$，ρ'，$\bar{T}$，T'で表すと，瞬間値に対する状態方程式は

$$\bar{p}+p'=(\bar{\rho}+\rho')R(\bar{T}+T') \qquad \cdots\text{eq. (5)}$$

と表される．ここで，R：乾燥空気の気体定数(= 287 J/(kg・K))である．状態方程式は日平均値でも成り立たねばならないので，

$$\bar{p}=\bar{\rho}R\bar{T} \qquad \cdots\text{eq. (6)}$$

も成り立つ．(5)(6)両式辺々除し，高次の摂動を無視すると

$$1+\frac{p'}{\bar{p}}=\left(1+\frac{\rho'}{\bar{\rho}}\right)\left(1+\frac{T'}{\bar{T}}\right)=1+\frac{\rho'}{\bar{\rho}}+\frac{T'}{\bar{T}} \qquad \cdots\text{eq. (7)}$$

が成り立つ．中緯度地方の晴天日においては一般的に，

$$\frac{p'}{\bar{p}}\ll\frac{T'}{\bar{T}} \qquad \cdots\text{eq. (8)}$$

であることを考慮すると，式(7)から

$$\rho'\sim-\frac{\bar{\rho}}{\bar{T}}T' \qquad \cdots\text{eq. (9)}$$

が成り立たねばならない．

次に，瞬間値に対する静水圧平衡の式は

$$\partial(\bar{p}+p')=-(\bar{\rho}+\rho')g\partial z \qquad \cdots\text{eq. (10)}$$

と表される．静水圧平衡の式も日平均値でも成り立たねばならないので

$$\partial\bar{p}=-\bar{\rho}g\partial z \qquad \cdots\text{eq. (11)}$$

も成り立つから，式(10)(11)の差

$$\partial p'=-\rho' g\partial z \qquad \cdots\text{eq. (12)}$$

が成り立たねばならない．式(12)を地上，即ち$z=0, p=p_0$から大気上限，即ち$z=\infty, p=0$まで積分すると，地上気圧の摂動$p_0{}'$は，

$$p_0{}'=g\int_0^\infty\rho' dz=-g\int_0^\infty\frac{\bar{\rho}}{\bar{T}}T' dz \qquad \cdots\text{eq. (13)}$$

と表すことができる．

対流圏下層～中層における気圧および気温の平均的な鉛直分布は

$$\bar{p}=\bar{p}_0 e^{-\frac{g}{R\bar{T}_0}z} \qquad \cdots\text{eq. (14)}$$

$$\bar{T} = \bar{T}_0 e^{-\frac{\gamma}{\bar{T}_0}z} \qquad \cdots\text{eq. (15)}$$

によってよく近似できるので(Brutsaert, 1975; 中川・榧根, 1979; Nakagawa, 1988, 1992), $\frac{\bar{\rho}}{\bar{T}}$の平均的な鉛直分布は

$$\frac{\bar{\rho}}{\bar{T}} = \frac{\bar{p}_0}{R\bar{T}_0{}^2} e^{-\left(\frac{g}{R\bar{T}_0} - \frac{2\gamma}{\bar{T}_0}\right)z} \qquad \cdots\text{eq. (16)}$$

と表現できる．ここで，γ：気温減率であり，標準大気の場合は $\gamma = 0.0065$ K/mである。従って，地上気圧の摂動$p_0{}'$は，式(13)に式(16)を代入して，

$$p_0{}' = -g\int_0^\infty \frac{\bar{\rho}}{\bar{T}} T' dz = -\frac{g\bar{p}_0}{R\bar{T}_0{}^2}\int_0^\infty T' e^{-\left(\frac{g}{R\bar{T}_0} - \frac{2\gamma}{\bar{T}_0}\right)z} dz \qquad \cdots\text{eq. (17)}$$

と表現できる．

Ⅲ．２　地表面温度の摂動に応答する地上気圧の摂動の振幅と位相差

地表面温度と接地気温は等しいと仮定すると，地表面温度の日変化

$$T_0 = \bar{T}_0 + \sum \delta T_{0n} \cos(n\omega t) = \bar{T}_0 + \sum \delta T_{0n}\, e^{in\omega t} \qquad \cdots\text{eq. (18)}$$

は，これより位相がΦ_n進んだ下向き短波放射$K_0^{\downarrow}$

$$K_0^{\downarrow} = \overline{K_0^{\downarrow}} + \sum \delta I_{0n} \cos(n\omega t + \Phi_n) = \overline{K_0^{\downarrow}} + \sum \delta I_{0n}\, e^{i(n\omega t + \Phi_n)} \qquad \cdots\text{eq. (19)}$$

に応答して生じる．ここで，i:虚数単位（$i^2 = -1$ ）である．

温度Tを日平均温度$\bar{T}$とそれからの摂動T'で表した拡散方程式

$$\frac{\partial(\bar{T}+T')}{\partial t} = \kappa \frac{\partial^2(\bar{T}+T')}{\partial z^2} \qquad \cdots\text{eq. (20)}$$

は，高度或いは深度に関して直線的な鉛直平均温度勾配 $\frac{\partial \bar{T}}{\partial z} = const.$ が存在する場合，

$\frac{\partial \bar{T}}{\partial t} = \frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial z^2} = 0$ なので，

$$\frac{\partial T'}{\partial t} = \kappa \frac{\partial^2 T'}{\partial z^2} \qquad \cdots\text{eq. (21)}$$

と表される．ここで，κ：土壌乃至は大気の熱拡散係数である．地表面に於いて解が式(18)を満足するためには、拡散方程式(21) の解は

$$T' = \sum \delta T_{0n}\, e^{in\omega t - (1+i)\sqrt{\frac{n\omega}{2\kappa}}z} \qquad \cdots\text{eq. (22)}$$

でなくてはならない．従って，大気の場合（$\kappa = \kappa_a$），振動数nの気温の摂動$T_n{}'$は

$$T_n{}' = \delta T_{0n} e^{in\omega t - (1+i)\sqrt{\frac{n\omega}{2\kappa_a}}z} \qquad \cdots\text{eq. (23)}$$

なので，地上気圧の摂動$p_{0n}{}'$は，式(17)に式(23)を代入して，

$$p_{0n}{}' = -\frac{g\bar{p}_0}{R\bar{T}_0{}^2}\int_0^\infty T_n{}' e^{-\left(\frac{g}{R\bar{T}_0} - \frac{2\gamma}{\bar{T}_0}\right)z} dz = -\frac{g\bar{p}_0}{R\bar{T}_0{}^2} \frac{\delta T_{0n}}{\sqrt{\left(\frac{g}{R\bar{T}_0} - \frac{2\gamma}{\bar{T}_0} + \sqrt{\frac{n\omega}{2\kappa_a}}\right)^2 + \frac{n\omega}{2\kappa_a}}} e^{i(n\omega t - \varphi_n)} \qquad \cdots\text{eq. (24)}$$

と表される．ただし，

$$\varphi_n = \tan^{-1}\frac{\sqrt{\frac{n\omega}{2\kappa_a}}}{\frac{g}{R\overline{T}_0}-\frac{2\gamma}{\overline{T}_0}+\sqrt{\frac{n\omega}{2\kappa_a}}} \quad \cdots\text{eq. (25)}$$

である．

即ち，気圧の日変化は地上気温の日変化の逆位相から更にφ_nだけ位相が遅れている．この遅れには地上気温$\overline{T}_0$が増加するほど大きくなる傾向が存在することになる．この遅れは$\lim_{\overline{T}_0\to\infty}\varphi_n$のとき$\frac{\pi}{4}$となるので，高々3時間以内である．また，この遅れは，nの増加に対して単調に増加し，$\lim_{n\to\infty}\varphi_n$のとき$\frac{\pi}{4}$となるので，短周期の気圧日変化の遅れは3時間付近に集中する．

式(24)により地上気温の摂動$T_n{}'$に応答して地上気圧の摂動$p_{0n}{}'$が出現することが明らかとなった．気温の摂動$T_n{}'$に応答して気温の振動より位相が遅れて気圧の逆位相の振動が発生している．気圧の摂動$p_{0n}{}'$は気温の振幅δT_{0n}に比例しているが，その比例定数も振動数nが増加するにつれて小さくなっている．

Ⅲ．3　地上全天日射量の摂動に応答する地表面温度の摂動の振幅と位相差

気温の摂動$T_n{}'$は地上全天日射量の調和項δK_{0n}に応答して出現するので（中川，2010），本小節では以降，式(24)における気温の摂動$T_n{}'$を中川（2010）の手法により地上全天日射量の調和項δK_{0n}によって表現し，地上全天日射量の調和項δK_{0n}に応答する地上気圧の摂動$p_{0n}{}'$を表現する式の誘導を目指す．

土壌中（$\kappa = \kappa_s$）の拡散方程式の解は

$$T_{z,t} = \overline{T}_0 + \sum \delta T_{0n}\, e^{in\omega t-(1+i)\sqrt{\frac{n\omega}{2\kappa_s}}z} \quad \cdots\text{eq. (26)}$$

となるので，地表面（$z = 0$）における地温T_0の時間に関する微分$\frac{\partial T_0}{\partial t}$は

$$\frac{\partial T_0}{\partial t} = i\omega \sum n\delta T_{0n}\, e^{in\omega t} \quad \cdots\text{eq. (27)}$$

だから，地表層の熱貯留量時間変化率$\frac{\partial Q_0}{\partial t}$は，式（27）に地表層の熱容量$c_s\rho_s\delta z$を乗じて

$$\frac{\partial Q_0}{\partial t} = c_s\rho_s\delta z\frac{\partial T_0}{\partial t} = ic_s\rho_s\omega\delta z \sum n\delta T_{0n}\, e^{in\omega t} \quad \cdots\text{eq. (28)}$$

となる．

下向き短波放射$K_0^{\downarrow}$が

$$K_0^{\downarrow} = \overline{K_0^{\downarrow}} + \sum \delta K_{0n}\, e^{i(n\omega t+\Phi_n)} \quad \cdots\text{eq. (29)}$$

なので，上向き短波放射は

$$K_0^{\uparrow} = \alpha K_0^{\downarrow} = \alpha\overline{K_0^{\downarrow}} + \alpha \sum \delta K_{0n}\, e^{i(n\omega t+\Phi_n)} \quad \cdots\text{eq. (30)}$$

である．ここで，α：地表面アルベドである．

地表面における長波放射フラックスは地表面温度T_0の４乗

$$T_0{}^4 = \left(\overline{T}_0 + \sum \delta T_{0n}\, e^{in\omega t}\right)^4 = \overline{T}_0{}^4 + 4\overline{T}_0{}^3 \sum \delta T_{0n}\, e^{in\omega t} \quad \cdots\text{eq. (31)}$$

に比例するので，上向き長波放射$L_0^{\uparrow}$と下向き長波放射$L_0^{\downarrow}$はそれぞれ

$$L_0^{\uparrow} = \sigma \overline{T_0}^4 + 4\sigma \overline{T_0}^3 \sum \delta T_{0n}\, e^{in\omega t} \qquad \cdots \text{eq. (32)}$$

$$L_0^{\downarrow} = \varepsilon_{\mathrm{a}} \sigma \overline{T_0}^4 + 4\sigma \varepsilon_{\mathrm{a}} \overline{T_0}^3 \sum \delta T_{0n}\, e^{in\omega t} \qquad \cdots \text{eq. (33)}$$

となる．ここで，σ：ステファン・ボルツマン定数$(= 5.67 \times 10^{-8}$ W/(m^2・K^4))，ε_{a}：大気の見かけの射出率である．

地表面近傍の温度場

$$T_{z,t} = \overline{T}_0 + \sum \delta T_{0n}\, e^{in\omega t - (1+i)\sqrt{\frac{n\omega}{2\kappa}} z} \qquad \cdots \text{eq. (34)}$$

の高度$z = 0$におけるz方向の偏微分は

$$\left(\frac{\partial T}{\partial z}\right)_0 = -(1+i)\sqrt{\frac{n\omega}{2\kappa}} \sum \sqrt{n} \delta T_{0n}\, e^{in\omega t} \qquad \cdots \text{eq. (35)}$$

なので，これに熱伝導率λ$(= \mathrm{c}\rho\kappa)$を乗じて，地中熱フラックスG，顕熱フラックスH，潜熱フラックスℓEは，それぞれ，

$$G = (1+i) c_{\mathrm{s}} \rho_{\mathrm{s}} \sqrt{\frac{n\omega\kappa_{\mathrm{s}}}{2}} \sum \sqrt{n} \delta T_{0n}\, e^{in\omega t} \qquad \cdots \text{eq. (36)}$$

$$H = (1+i) c_{\mathrm{a}} \rho_{\mathrm{a}} \sqrt{\frac{n\omega\kappa_{\mathrm{a}}}{2}} \sum \sqrt{n} \delta T_{0n}\, e^{in\omega t} \qquad \cdots \text{eq. (37)}$$

$$\ell E = (1+i) \frac{c_{\mathrm{a}} \rho_{\mathrm{a}}}{\beta} \sqrt{\frac{n\omega\kappa_{\mathrm{a}}}{2}} \sum \sqrt{n} \delta T_{0n}\, e^{in\omega t} \qquad \cdots \text{eq. (38)}$$

と表せる．ここで，c：比熱，ρ：密度，β：ボーエン比$(= \frac{H}{\ell E})$であり，添え字のsは土壌，aは大気を意味する．

式(28)～(30)，(32)～(33)および(36)～(38)を地表面熱収支式

$$\frac{\partial Q_0}{\partial t} = K_0^{\downarrow} - K_0^{\uparrow} + L_0^{\downarrow} - L_0^{\uparrow} - G - H - \ell E + A \qquad \cdots \text{eq. (39)}$$

に代入すると，

$$\begin{aligned} & i c_{\mathrm{s}} \rho_{\mathrm{s}} \omega \delta z \sum n \delta T_{0n}\, e^{in\omega t} \\ & = (1-\alpha)\left\{\overline{K_0^{\downarrow}} + \sum \delta K_{0n}\, e^{i(n\omega t + \Phi_n)}\right\} - (1-\varepsilon_{\mathrm{a}})\left\{\sigma \overline{T_0}^4 + 4\sigma \overline{T_0}^3 \sum \delta T_{0n}\, e^{in\omega t}\right\} \\ & - (1+i)\left\{c_{\mathrm{s}} \rho_{\mathrm{s}} \sqrt{\frac{n\omega\kappa_{\mathrm{s}}}{2}} + \left(1 + \frac{1}{\beta}\right) c_{\mathrm{a}} \rho_{\mathrm{a}} \sqrt{\frac{n\omega\kappa_{\mathrm{a}}}{2}}\right\} \sum \sqrt{n} \delta T_{0n}\, e^{in\omega t} + A \qquad \cdots \text{eq. (40)} \end{aligned}$$

となる．ここで，A：人工排熱であり，本稿では一日中一定と仮定する．式(40)を一日積分すると，

$$0 = (1-\alpha)\overline{K_0^{\downarrow}} - (1-\varepsilon_{\mathrm{a}})\sigma \overline{T_0}^4 + A \qquad \cdots \text{eq. (41)}$$

が成り立つので，式(40)と(41)の辺々減じた次式(42)

$$
\begin{aligned}
&ic_{\mathrm{s}}\rho_{\mathrm{s}}n\omega\delta z\delta T_{0n}e^{in\omega t}\\
&\qquad = (1-\alpha)\delta K_{0n}e^{i(n\omega t+\Phi_n)} - 4(1-\varepsilon_{\mathrm{a}})\sigma\overline{T_0}^{\,3}\delta T_{0n}e^{in\omega t}\\
&\qquad - (1+i)\left\{c_{\mathrm{s}}\rho_{\mathrm{s}}\sqrt{\frac{n\omega\kappa_{\mathrm{s}}}{2}} + \left(1+\frac{1}{\beta}\right)c_{\mathrm{a}}\rho_{\mathrm{a}}\sqrt{\frac{n\omega\kappa_{\mathrm{a}}}{2}}\right\}\delta T_{0n}e^{in\omega t} \qquad \cdots\text{eq. (42)}
\end{aligned}
$$

がそれぞれの振動数nで成り立たねばならない．

式(42)の実数部は，

$$
\begin{aligned}
&-c_{\mathrm{s}}\rho_{\mathrm{s}}n\omega\delta z\delta T_{0n}\sin(n\omega t)\\
&\qquad = (1-\alpha)\delta K_{0n}\cos(n\omega t+\Phi_n) - 4(1-\varepsilon_{\mathrm{a}})\sigma\overline{T_0}^{\,3}\delta T_{0n}\cos(n\omega t)\\
&\qquad - \left\{c_{\mathrm{s}}\rho_{\mathrm{s}}\sqrt{\frac{n\omega\kappa_{\mathrm{s}}}{2}} + \left(1+\frac{1}{\beta}\right)c_{\mathrm{a}}\rho_{\mathrm{a}}\sqrt{\frac{n\omega\kappa_{\mathrm{a}}}{2}}\right\}\delta T_{0n}\{\cos(n\omega t)-\sin(n\omega t)\} \qquad \cdots\text{eq. (43)}
\end{aligned}
$$

であり，虚数部は，

$$
\begin{aligned}
&c_{\mathrm{s}}\rho_{\mathrm{s}}n\omega\delta z\delta T_{0n}\cos(n\omega t)\\
&\qquad = (1-\alpha)\delta K_{0n}\sin(n\omega t+\Phi_n) - 4(1-\varepsilon_{\mathrm{a}})\sigma\overline{T_0}^{\,3}\delta T_{0n}\sin(n\omega t)\\
&\qquad - \left\{c_{\mathrm{s}}\rho_{\mathrm{s}}\sqrt{\frac{n\omega\kappa_{\mathrm{s}}}{2}} + \left(1+\frac{1}{\beta}\right)c_{\mathrm{a}}\rho_{\mathrm{a}}\sqrt{\frac{n\omega\kappa_{\mathrm{a}}}{2}}\right\}\delta T_{0n}\{\cos(n\omega t)+\sin(n\omega t-\Phi_n)\} \qquad \cdots\text{eq. (44)}
\end{aligned}
$$

である．式(43)(44)が任意のtについて成り立つためには，式(43)(44)が$\sin(n\omega t)$および$\cos(n\omega t)$に関する恒等式でなくてはならない．よって，実数部式(43)から，

$$
-c_{\mathrm{s}}\rho_{\mathrm{s}}n\omega\delta z\delta T_{0n} = -(1-\alpha)\delta K_{0n}\sin\Phi_n + \left\{c_{\mathrm{s}}\rho_{\mathrm{s}}\sqrt{\frac{n\omega\kappa_{\mathrm{s}}}{2}} + \left(1+\frac{1}{\beta}\right)c_{\mathrm{a}}\rho_{\mathrm{a}}\sqrt{\frac{n\omega\kappa_{\mathrm{a}}}{2}}\right\}\delta T_{0n} \qquad \cdots\text{eq. (45)}
$$

$$
0 = (1-\alpha)\delta K_{0n}\cos\Phi_n - 4(1-\varepsilon_{\mathrm{a}})\sigma\overline{T_0}^{\,3}\delta T_{0n} - \left\{c_{\mathrm{s}}\rho_{\mathrm{s}}\sqrt{\frac{n\omega\kappa_{\mathrm{s}}}{2}} + \left(1+\frac{1}{\beta}\right)c_{\mathrm{a}}\rho_{\mathrm{a}}\sqrt{\frac{n\omega\kappa_{\mathrm{a}}}{2}}\right\}\delta T_{0n} \cdots\text{eq. (46)}
$$

虚数部式(44)から，

$$
0 = (1-\alpha)\delta K_{0n}\cos\Phi_n - 4(1-\varepsilon_{\mathrm{a}})\sigma\overline{T_0}^{\,3}\delta T_{0n} - \left\{c_{\mathrm{s}}\rho_{\mathrm{s}}\sqrt{\frac{n\omega\kappa_{\mathrm{s}}}{2}} + \left(1+\frac{1}{\beta}\right)c_{\mathrm{a}}\rho_{\mathrm{a}}\sqrt{\frac{n\omega\kappa_{\mathrm{a}}}{2}}\right\}\delta T_{0n} \cdots\text{eq. (47)}
$$

$$
c_{\mathrm{s}}\rho_{\mathrm{s}}n\omega\delta z\delta T_{0n} = (1-\alpha)\delta K_{0n}\sin\Phi_n - \left\{c_{\mathrm{s}}\rho_{\mathrm{s}}\sqrt{\frac{n\omega\kappa_{\mathrm{s}}}{2}} + \left(1+\frac{1}{\beta}\right)c_{\mathrm{a}}\rho_{\mathrm{a}}\sqrt{\frac{n\omega\kappa_{\mathrm{a}}}{2}}\right\}\delta T_{0n} \qquad \cdots\text{eq. (48)}
$$

が同時に成り立たねばならないが，実数部と虚数部の二組の式は同値であるので，結局，

$$
(1-\alpha)\delta K_{0n}\sin\Phi_n = c_{\mathrm{s}}\rho_{\mathrm{s}}n\omega\delta z\delta T_{0n} + \left\{c_{\mathrm{s}}\rho_{\mathrm{s}}\sqrt{\frac{n\omega\kappa_{\mathrm{s}}}{2}} + \left(1+\frac{1}{\beta}\right)c_{\mathrm{a}}\rho_{\mathrm{a}}\sqrt{\frac{n\omega\kappa_{\mathrm{a}}}{2}}\right\}\delta T_{0n} \qquad \cdots\text{eq. (49)}
$$

$$
(1-\alpha)\delta K_{0n}\cos\Phi_n = 4(1-\varepsilon_{\mathrm{a}})\sigma\overline{T_0}^{\,3}\delta T_{0n} + \left\{c_{\mathrm{s}}\rho_{\mathrm{s}}\sqrt{\frac{n\omega\kappa_{\mathrm{s}}}{2}} + \left(1+\frac{1}{\beta}\right)c_{\mathrm{a}}\rho_{\mathrm{a}}\sqrt{\frac{n\omega\kappa_{\mathrm{a}}}{2}}\right\}\delta T_{0n} \qquad \cdots\text{eq. (50)}
$$

が同時に成り立たねばならない．

式(49)から，

$$\delta T_{0n} = \frac{(1-\alpha)\delta K_{0n}\sin\Phi_n}{c_s\rho_s n\omega\delta z + c_s\rho_s\sqrt{\frac{n\omega\kappa_s}{2}} + \left(1+\frac{1}{\beta}\right)c_a\rho_a\sqrt{\frac{n\omega\kappa_a}{2}}} \quad \cdots \text{eq. (51)}$$

式(50)から，

$$\delta T_{0n} = \frac{(1-\alpha)\delta K_{0n}\cos\Phi_n}{4(1-\varepsilon_a)\sigma\overline{T_0}^3 + c_s\rho_s\sqrt{\frac{n\omega\kappa_s}{2}} + \left(1+\frac{1}{\beta}\right)c_a\rho_a\sqrt{\frac{n\omega\kappa_a}{2}}} \quad \cdots \text{eq. (52)}$$

が得られ，式(51)を式(52)で除すことにより

$$\Phi_n = \tan^{-1}\frac{c_s\rho_s n\omega\delta z + c_s\rho_s\sqrt{\frac{n\omega\kappa_s}{2}} + \left(1+\frac{1}{\beta}\right)c_a\rho_a\sqrt{\frac{n\omega\kappa_a}{2}}}{4(1-\varepsilon_a)\sigma\overline{T_0}^3 + c_s\rho_s\sqrt{\frac{n\omega\kappa_s}{2}} + \left(1+\frac{1}{\beta}\right)c_a\rho_a\sqrt{\frac{n\omega\kappa_a}{2}}} \quad \cdots \text{eq. (53)}$$

が得られる．式(51)乃至は(52)は気温の調和項δT_{0n}の地上全天日射量の調和項δK_{0n}による表現であり，式(53)は両者の位相差である．

Ⅲ．4　地上全天日射量の摂動に応答する地上気圧の摂動の振幅と位相差

式(53)の位相差Φ_nは地表面温度波に対する下向き短波放射波の位相の進みを意味しているが，下向き短波放射波に対する地表面温度波の位相の遅れとしても表現できる．よって，以降は，太陽南中時を$t=0$とし，下向き短波放射$K_0^{\downarrow}$を

$$K_0^{\downarrow} = \overline{K_0^{\downarrow}} + \sum \delta K_{0n}\, e^{i(n\omega t)} \quad \cdots \text{eq. (54)}$$

上向き短波放射$K_0^{\uparrow}$は

$$K_0^{\uparrow} = \alpha K_0^{\downarrow} = \alpha\overline{K_0^{\downarrow}} + \alpha\sum \delta K_{0n}\, e^{i(n\omega t)} \quad \cdots \text{eq. (55)}$$

と表し，気温場Tを

$$T_{z,t} = \overline{T}_0 + \sum \delta T_{0n}\, e^{i(n\omega t-\Phi_n)-(1+i)\sqrt{\frac{n\omega}{2\kappa_a}}z} \quad \cdots \text{eq. (56)}$$

と表すこととする．従って，振動数nの気温の摂動$T_n{}'$は，

$$T_n{}' = \delta T_{0n} e^{i(n\omega t-\Phi_n)-(1+i)\sqrt{\frac{n\omega}{2\kappa_a}}z} \quad \cdots \text{eq. (57)}$$

と表される．故に地上気圧の摂動$p_{0n}{}'$は，

$$p_{0n}{}' = -\frac{g\overline{p}_0}{R\overline{T}_0{}^2}\int_0^{\infty} T_n{}' e^{-\left(\frac{g}{R\overline{T}_0}-\frac{2\gamma}{\overline{T}_0}\right)z}dz = -\frac{g\overline{p}_0}{R\overline{T}_0{}^2}\delta T_{0n} e^{i(n\omega t-\Phi_n)}\int_0^{\infty} e^{-\left(\frac{g}{R\overline{T}_0}-\frac{2\gamma}{\overline{T}_0}+(1+i)\sqrt{\frac{n\omega}{2\kappa_a}}\right)z}dz$$

$$= -\frac{g\overline{p}_0}{R\overline{T}_0{}^2}\delta T_{0n} e^{i(n\omega t-\Phi_n)}\frac{1}{\frac{g}{R\overline{T}_0}-\frac{2\gamma}{\overline{T}_0}+\sqrt{\frac{n\omega}{2\kappa_a}}+i\sqrt{\frac{n\omega}{2\kappa_a}}}\left[-e^{-\left(\frac{g}{R\overline{T}_0}-\frac{2\gamma}{\overline{T}_0}+(1+i)\sqrt{\frac{n\omega}{2\kappa_a}}\right)z}\right]_0^{\infty}$$

$$= -\frac{g\overline{p}_0}{R\overline{T}_0{}^2}\delta T_{0n} e^{i(n\omega t-\Phi_n)}\frac{1}{\frac{g}{R\overline{T}_0}-\frac{2\gamma}{\overline{T}_0}+\sqrt{\frac{n\omega}{2\kappa_a}}+i\sqrt{\frac{n\omega}{2\kappa_a}}}$$

$$= -\frac{g\overline{p}_0}{R\overline{T}_0{}^2}\delta T_{0n}\frac{\frac{g}{R\overline{T}_0}-\frac{2\gamma}{\overline{T}_0}+\sqrt{\frac{n\omega}{2\kappa_a}}-i\sqrt{\frac{n\omega}{2\kappa_a}}}{\left(\frac{g}{R\overline{T}_0}-\frac{2\gamma}{\overline{T}_0}+\sqrt{\frac{n\omega}{2\kappa_a}}\right)^2+\frac{n\omega}{2\kappa_a}}e^{i(n\omega t-\Phi_n)}$$

$$= -\frac{g\bar{p}_0\delta T_{0n}}{R\bar{T}_0{}^2\sqrt{\left(\frac{g}{R\bar{T}_0}-\frac{2\gamma}{\bar{T}_0}+\sqrt{\frac{n\omega}{2\kappa_\mathrm{a}}}\right)^2+\frac{n\omega}{2\kappa_\mathrm{a}}}}e^{i(n\omega t-\Phi_n-\varphi_n)} \quad \cdots\text{eq. (58)}$$

と表される．ただし，

$$\varphi_n = \tan^{-1}\frac{\sqrt{\frac{n\omega}{2\kappa_\mathrm{a}}}}{\frac{g}{R\bar{T}_0}-\frac{2\gamma}{\bar{T}_0}+\sqrt{\frac{n\omega}{2\kappa_\mathrm{a}}}} \quad \cdots\text{eq. (59)}$$

である．

式(58)のδT_{0n}に式(52)を代入して日射量調和項の振幅δK_{0n}を用いて表現すると

$$p_{0n}{}' = -\frac{g\bar{p}_0(1-\alpha)\delta K_{0n}\cos\Phi_n e^{i(n\omega t-\Phi_n-\varphi_n)}}{R\bar{T}_0{}^2\left\{4(1-\varepsilon_\mathrm{a})\sigma\bar{T}_0{}^3+c_\mathrm{s}\rho_\mathrm{s}\sqrt{\frac{n\omega\kappa_\mathrm{s}}{2}}+\left(1+\frac{1}{\beta}\right)c_\mathrm{a}\rho_\mathrm{a}\sqrt{\frac{n\omega\kappa_\mathrm{a}}{2}}\right\}\sqrt{\left(\frac{g}{R\bar{T}_0}-\frac{2\gamma}{\bar{T}_0}+\sqrt{\frac{n\omega}{2\kappa_\mathrm{a}}}\right)^2+\frac{n\omega}{2\kappa_\mathrm{a}}}} \quad \cdots\text{eq. (60)}$$

となる．

即ち，地上気温の日変化は地上全天日射量の日変化の位相からΦ_n位相が遅れ，地上気圧の日変化は地上気温の日変化の逆位相から更にφ_nだけ位相が遅れるため，地上気圧の日変化は地上全天日射量の日変化の逆位相より$\Phi_n+\varphi_n$位相が遅れる．地上気圧の摂動$p_{0n}{}'$は地上気温の振幅δT_{0n}に比例し，地上気温の振幅δT_{0n}は地上全天日射量の振幅δK_{0n}に比例しており，いずれの振幅の比例定数も振動数nに依存している．振動数nが増加するほど比例定数は減少するので，気圧の摂動$p_{0n}{}'$は日射量の調和項δK_{0n}や気温の振幅δT_{0n}よりも振動数nが大きい波ほど大きく減衰するため，気圧の摂動$p_{0n}{}'$には１日周期振動と半日周期振動乃至は$\frac{1}{3}$日周期振動程度しか残らない．

Ⅳ　理論的誘導された地表面加熱に起因する地上気圧日変化に関する若干の考察

全天日射量$K_0^{\downarrow}$の日変化は

$$K_0^{\downarrow} = \max\left[0.544I_0\left(\frac{\bar{r}}{r}\right)^2(\sin\delta\sin\varphi+\cos\delta\cos\varphi\cos\omega t),0\right] \quad \cdots\text{eq. (61)}$$

で表される．特定の地点の特定の日においては，太陽赤緯δも地点緯度φも一定であるので，全天日射量$K_0^{\downarrow}$の日変化は，$\overline{K_0^{\downarrow}} = 0.544I_0\left(\frac{\bar{r}}{r}\right)^2\sin\delta\sin\varphi$ を振動の中心とする振幅$\delta K_{0n} = 0.544I_0\left(\frac{\bar{r}}{r}\right)^2\cos\delta\cos\varphi$ の単一余弦波として振る舞うが，この単一余弦波の値が負となる時間帯，即ち太陽高度角の値が負となる夜間は $K_0^{\downarrow}=0$ となる．全天日射量$K_0^{\downarrow}$の日変化は，南中時を原点とする様々な振動数nの余弦波で合成することができ，振動数nが $1,2,3$ と増すにつれて調和項のパワーは急速に減少する．本稿は，全天日射量$K_0^{\downarrow}$の振動数n別振動が減衰と位相の遅れを伴って伝搬して地上気圧の振動数n別振動が発生する可能性を理論的に導いた．

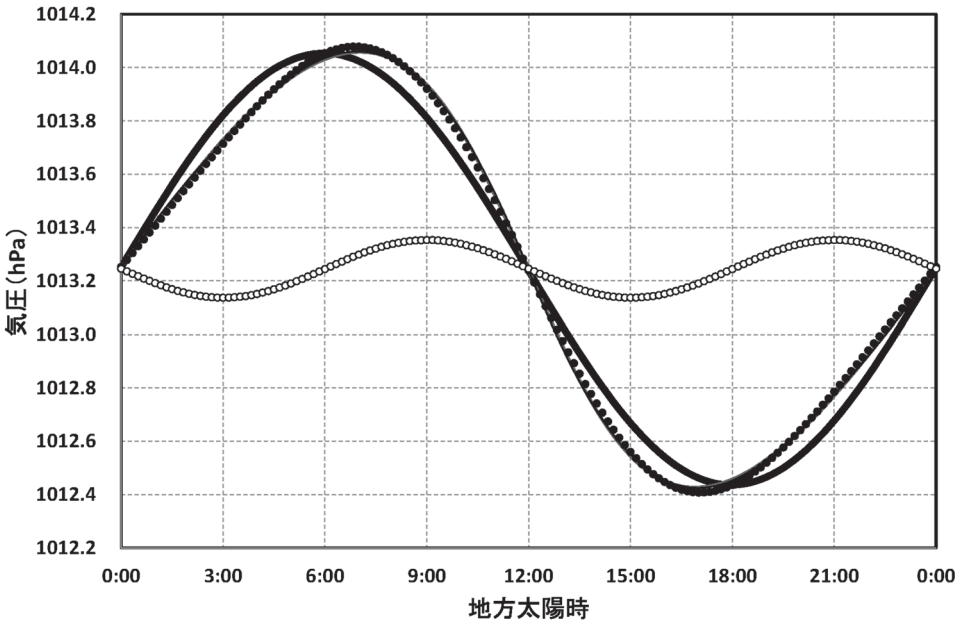

図７　誘導された式(60)により推定された夏至の日の地上気圧の日変化
太実線：一日周期潮汐波，○：半日周期潮汐波，●：一日周期潮汐波と半日周期潮汐波の合成波，細実線：全周期波合成波

地上全天日射量の調和振動に呼応して日射量の調和項より位相が遅れて地上気圧の逆位相の調和振動が発生している．地上気圧調和項の振幅は地上全天日射量調和項の振幅に比例しているが，比例定数は調和項の振動数nが増加するにつれて小さくなっている．このため，地上全天日射量の振動よりも高周波の振動が減衰していることになる．

図7は，前節で理論的に誘導された式(60)に夏至の日の地上全天日射量調和項を与えて推定された北緯35°地点における夏至の日の地上気圧日変化である．日平均気温$\overline{T_0}$は 288 K，日平均気圧$\bar{p}_0$は 1013.245 hPaとしてある．日平均気温$\overline{T_0}$は，厳密には，式(41)により日平均全天日射量$\overline{K_0^{\downarrow}}$，人工排熱$A$，アルベド$\alpha$および大気の見かけの射出率$\varepsilon_a$によって異なるが，本稿では固定値を用いる．他の諸パラメータも簡単化のため，地表面層厚δzは 0.01 m，土壌比熱c_sは 890 J/(kg・K)，土壌密度ρ_sは 1600 kg/m^3，土壌熱拡散係数κ_sは 8.0×10^{-7} m^2/s，大気比熱c_aは 1004 J/(kg・K)，大気密度ρ_aは 1.2 kg/m^3，大気熱拡散係数κ_aは 10 m^2/s，大気の見かけの射出率ε_aは 0.6，地表面アルベドαは 0.3，ボーエン比βは 10 に，それぞれ，固定してある．

図中，太実線は一日周期潮汐波のみで発生する地上気圧日変化の推定値である．日最高気圧 1014.1 hPaが 06：00 JSTに出現し，日最低気圧 1012.4 hPaが 18：00 JSTに出現しており，気圧日較差は 1.7 hPaに達している．○は半日周期潮汐波のみで発生する地上気圧日変化の推定値である．日最高気圧 1013.4 hPaが 09：00 JSTと 21：00 JSTに出現し，日最低気圧 1013.1 hPaが 03：00 JSTと 15：00 JSTに出現しており，気圧日較差は 0.3 hPaに過ぎない．●は半日周期潮汐波までを合成した地上気圧の日変化である．日最高気圧 1014.1 hPaが 06：50 JSTに出現し，日最低気圧 1012.4 hPaが 17：00 JSTに出現しており，気圧日較差は 1.7 hPaに達している．一日周期潮汐波のみの場合と半日周期潮汐波までを合成した場合とで気圧日較差は殆ど変化しないが，半日周期潮汐波の位相が一日周期潮汐波の位相より3時間早いので，日最高気圧の起時は50分遅れる一方，日最低気圧の起時は60

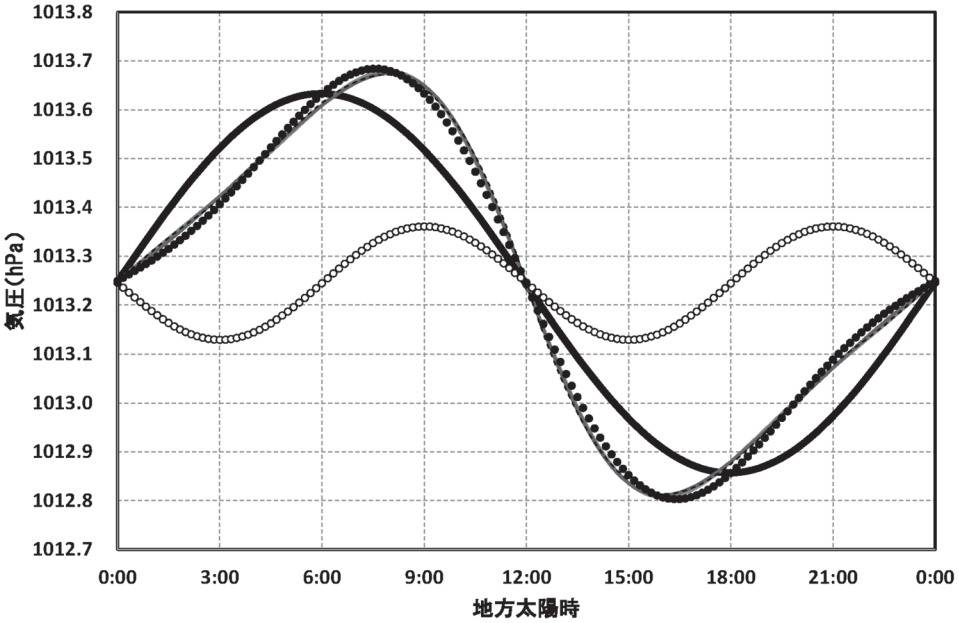

図８　誘導された式(60)により推定された冬至の日の地上気圧の日変化
太実線：一日周期潮汐波，○：半日周期潮汐波，●：一日周期潮汐波と半日周期潮汐波の合成波，細実線：全周期波合成波

分進む．夏至の日は，入射する全天日射量の日変化が一年で最も単一の余弦波に近く，半日周期気圧波の振幅は一日周期気圧波の振幅の僅か 7 %しかない状態で，地表面からの加熱によって発生する半日周期気圧波は一日周期気圧波に比べて相対的に強く減衰された結果，極値起時がそれぞれ1時間程度ずれるものの明確な半日周期の振動は予測されなかった．

図8は，式(60)に冬至の日の地上全天日射量調和項を与えて推定された北緯35° 地点における地上気圧日変化である．比較のため，地上全天日射量調和項以外の条件はすべて図7と同じにしてある．一日周期気圧波の日最高気圧 1013.6 hPaが 06：00 JSTに出現し，日最低気圧 1012.9 hPaが 18：00 JSTに出現しており，気圧日較差は 0.7 hPaに過ぎない．夏至の日に比べて日較差が約 1 hPa減少している．○は半日周期潮汐波のみで発生する地上気圧日変化の推定値である．日最高気圧 1013.4 hPaが 09：00 JSTと 21：00 JSTに出現し，日最低気圧 1013.1 hPaが 03：00 JSTと 15：00 JSTに出現しており，気圧日較差は 0.3 hPaに過ぎず，夏至の日と全く同じ振動である．●は半日周期潮汐波までを合成した地上気圧の日変化である．日最高気圧 1013.7 hPaが 07：30 JSTに出現し，日最低気圧 1012.8 hPaが 16：20 JSTに出現しており，気圧日較差は 0.9 hPaとやや増加した．気圧日較差の増加は 0.2 hPaと微増に過ぎないが，日最高気圧の起時は90分遅れる一方，日最低気圧の起時は100分進んだ．冬至の日は，入射する全天日射量の日変化が一年で最も単一の余弦波からの乖離が大きく，半日周期気圧波の振幅は一日周期気圧波の振幅の 35 %に及ぶ状態であるが，地表面からの加熱によって発生する半日周期気圧波は一日周期気圧波に比べて相対的に強く減衰された結果，極値起時がそれぞれ1.5時間程度ずれるものの明確な半日周期の振動は予測されなかった．

実際の地上気圧日変化には，図2に示されるように，午前6時ごろおよび午後9時ごろに二つの極大が現れるのに対して，本稿で理論的に誘導された地表面加熱による地上気圧日変化では，午後9時ごろの第２の気圧極大は明瞭に再現されなかった．しかしながら，図7お

よび図8のいずれにおいても，06：00 JST ～ 12：00 JSTおよび 18：00 JST ～ 24：00 JSTの間は，半日周期以上の調和項を加えた地上気圧日変化は一日周期潮汐波のみの気圧を上回っており，逆に，00：00 JST ～ 06：00 JSTおよび 12：00 JST ～ 18：00 JSTの間は，半日周期以上の調和項を加えた地上気圧日変化は一日周期潮汐波のみの気圧を下回っており，明確に半日周期潮汐波が付加されている．この事実は，本稿の理論誘導式(60)においては，一日周期潮汐波のパワーが半日周期潮汐波のパワーに比べて著しく大きいことを意味しており，本稿の理論誘導式(60)が，全天日射量日変化の半日周期を過小評価しているか，半日周期の全天日射量日変化により駆動される半日周期の地上気圧日変化波に対する減衰が過大評価されている可能性がある．

本稿の理論誘導式(60)において高次の調和項ほど全天日射量の調和振動のへの応答が減衰されるのは，式(60)の分母に全天日射量の調和項の振動数が存在するため，全天日射量の振動が地上気温の振動に伝搬する際と地上気温の振動が地上気圧の振動に伝搬する際に二重の減衰を受けるので，振動数が大きくなるほど式(60)の分母の値が急速に増大するためである．

式(60)の分母に存在する土壌および大気の比熱c_{s}，c_{a}や密度ρ_{s}，ρ_{a}やボーエン比βは，全天日射量の振動が地上気温の振動に伝搬する際にのみ減衰に関与する．土壌や大気の比熱c_{s}，c_{a}や密度ρ_{s}，ρ_{a}が増大すれば，式(60)の分母の値が増大するため，やはり，地上気圧の振動数別日射量応答$p_{0n}{}'$は減衰する．ボーエン比βは顕熱が一切存在しない時に$\beta = 0$ となり，逆に潜熱が一切存在しない時に$\beta = \infty$となるので，地上気圧の摂動$p_{0n}{}'$は顕熱が一切存在しない時（$\beta = 0$）に0となり，逆に潜熱が一切存在しない時（$\beta = \infty$）に最大となる．

式(60)の分母に存在する$\frac{g}{R\bar{T}_0} - \frac{2\gamma}{\bar{T}_0} + \sqrt{\frac{n\omega}{2\kappa_{\mathrm{a}}}}$は密度変動の波が上向きに伝搬するときの減衰率を意味しており，この値は明らかに地上平均気温$\bar{T}_0$および拡散係数κ_{a}の逆数に比例するセンスにある．つまり，地上平均気温$\bar{T}_0$が高いほど，また，拡散係数κ_{a}が大きいほど気圧変動の波が上向きに伝搬するときの減衰率は小さくなり，地表面による大気層の非断熱加熱がより高層まで及ぶこととなり，その結果，気圧の日変化を起こす層（大気境界層）の層厚が増大する．$\frac{g}{R\bar{T}_0} - \frac{2\gamma}{\bar{T}_0} + \sqrt{\frac{n\omega}{2\kappa_{\mathrm{a}}}}$が分母にあるため，地上平均気温$\bar{T}_0$が高いほど，また，拡散係数$\kappa_{\mathrm{a}}$が大きいほど地上気圧の摂動$p_{0n}{}'$は大きくなるセンスにある．

もしこれらの評価に問題がない場合には，実際の地上気圧日変化と本稿により予測される地上気圧日変化の差には，本稿で考慮しなかった要因による日変化が付加されている可能性が示唆される．その付加的要因として先ず検討すべきは，熱圏や成層圏オゾン層，対流圏水蒸気に励起された上層の半日周期気圧日変化の慣性重力波伝播であろう．日本学士院（1989）によれば，慣性重力波として地上まで伝播してくる半日周期大気潮汐波の鉛直波長は200km程度であるので，鉛直波数mは，

$$m = \frac{2\pi}{200000} = 3.14 \times 10^{-5} \ \ /\mathrm{m} \qquad \cdots \mathrm{eq.}\ (62)$$

ということになり，鉛直位相速度cは

$$c = \frac{\Omega}{m} = \frac{2\omega}{m} = \frac{2\times 7.292\times 10^{-5}}{3.14\times 10^{-5}} = 4.64 \ \ \mathrm{m/s} \qquad \cdots \mathrm{eq.}\ (63)$$

即ち，c =16.7 km/h 程度と見積もれることになる．これは主たる励起源である成層圏オゾン層（高度 20 ～ 25 km）から地上まで1.2時間～1.5時間で伝播できる速度なので，地表面非断熱加熱による半日周期潮汐波と干渉して大きな半日周期潮汐波を引き起こす可能性があり得る．実際の地上気圧日変化と本稿により予測される地上気圧日変化の差は，半日周期潮汐波において大きいこともあり，極めて魅力的な候補である．しかし，もしそうであるならば，100 hPa面が最上層で熱圏はおろか成層圏オゾン層すら考慮に入れていないＷＲＦモデルによって太陽同期大気熱潮汐がほぼ再現される事実は，大きなパラドクスである．このパラドクスを解ける可能性のある論理として，対流圏水蒸気の近赤外線吸収による大気加熱がありうる．一日周期も半日周期も，対流圏水蒸気の近赤外線吸収による加熱速度は，成層圏オゾンの紫外線吸収による加熱速度の概ね $\frac{1}{20}$ 以下で，それぞれ，0.011 J/(kg・s) 程度，0.004 J/(kg・s) 程度と見積もられている(Forbes and Garrett, 1979)．単位質量当たりの加熱率は $\frac{1}{20}$ 以下ではあるが，オゾン層（高度 20 ～ 25 km）の気圧は 100 hPa程度で気圧層厚も 15 hPa程度に過ぎないのに対して対流圏には全大気質量の 75 %が集中しているので，慣性重力波の励起源としては遜色ない可能性があり得るのではなかろうか．残念ながら，本稿ではこの観点からのこれ以上の有効な検討手段を用意できない．

次に可能性があるものとして，拡散係数や比熱等の諸パラメータを定数とする本稿における取扱い方があり得る．大気の拡散係数κ_aは地表面からの距離に依存するとともに風速や温度成層等の気象にも依存するので，空間変化や日変化を伴うことは明白である．地表面蒸発に伴って土壌の拡散係数κ_sや単位体積当たりの熱容量$c_s\rho_s$に空間変化や日変化が生じることも明白である．また，仁科・三上(2016) が指摘する如く，1950年～1969年および1990年～2009年における東京の地上気圧日変化曲線の経年変化に都市ヒートアイランドの効果が生じているならば，式(39)～(41)で一日中一定と仮定した人工排熱Aも太陽同期した日変化をしている可能性がある．しかしながら，これらを変数として解析解を求めることは極めて困難なため，本稿におけるこれ以上の考究も困難である．

更に，横方向からの寒気や暖気の移流の効果乃至は谷地形の底部に形成された接地混合層の効果を受けている可能性も大きい．しかしながら，海岸から内陸方向に向かって増大するのは，半日周期大気熱潮汐波ではなくて一日周期大気熱潮汐であることが既に明らかであるため，この観点からのアプローチも本稿の方法では確固たる有効な見通しが得られない．

ここで列挙した観点からの検討には，本稿とは異なるアプローチが必要と思われるので，今後の課題としたい．また，本稿では，簡単化のため，日平均気温$\bar{T}_0$は288K，日平均気圧$\bar{p}_0$は1013.245 hPa，地表面層厚δzは 0.01 m，土壌比熱c_sは 890 J/(kg・K)，土壌密度ρ_sは 1600 kg/m^3，土壌熱拡散係数κ_sは 8.0×10^{-7} m^2/s，大気比熱c_aは 1004 J/(kg・K)，大気密度ρ_aは 1.2 kg/m^3，大気熱拡散係数κ_aは 10 m^2/s，大気の見かけの射出率ε_aは 0.6，地表面アルベドαは 0.3，ボーエン比βは 10 に固定して，非現実的な理想化された条件下での簡単な考察を行った．これらの諸パラメータをより現実的にしたうえでの詳細な検討も今後の課題である．

V　おわりに

地上気圧の日変化は，熱圏や成層圏オゾン層および対流圏水蒸気により吸収された日射による大気加熱により励起された半日周期振動が慣性重力波によって地上まで伝播するために生じる太陽同期大気熱潮汐である，との解釈が周知されている．しかし，日射による加熱量の日変化中に存在する半日周期振動によって地上気圧日変化が励起されるのであれば，大気の２倍以上の日射量を吸収している地表面による加熱によって太陽同期大気熱潮汐の倍近い振動が励起されている可能性があり，むしろ地上気圧日変化の根本原因は地上にある可能性がある．

本稿はこの可能性の論理的検討を試みる目的で，先ず地上に入射する全天日射量の有限フーリエ余弦級数展開を行い，地表面熱収支各項の振動数別日射量応答を理論的誘導し，その結果を用い地上気圧の振動数別日射量応答が

$$p_{0n}{}' = -\frac{g\bar{p}_0(1-\alpha)\delta K_{0n}\cos\Phi_n e^{i(n\omega t-\Phi_n-\varphi_n)}}{R\bar{T}_0{}^2\left\{4(1-\varepsilon_\mathrm{a})\sigma\bar{T}_0{}^3+c_\mathrm{s}\rho_\mathrm{s}\sqrt{\frac{n\omega\kappa_\mathrm{s}}{2}}+\left(1+\frac{1}{\beta}\right)c_\mathrm{a}\rho_\mathrm{a}\sqrt{\frac{n\omega\kappa_\mathrm{a}}{2}}\right\}\sqrt{\left(\frac{g}{R\bar{T}_0}-\frac{2\gamma}{\bar{T}_0}+\sqrt{\frac{n\omega}{2\kappa_\mathrm{a}}}\right)^2+\frac{n\omega}{2\kappa_\mathrm{a}}}} \quad \cdots\mathrm{eq.}\ (64)$$

と表されることを導いた．

誘導された上式を用いて，北緯35°地点における冬至の日と夏至の日の地上気圧日変化曲線を求めてみたところ，地上気圧の一日周期振動は概ね再現できたが，充分な大きさの半日周期振動は再現できなかった．本稿はこの結果を，本稿の理論誘導式が，全天日射量日変化の半日周期を過小評価しているか，半日周期の全天日射量日変化により駆動される半日周期の地上気圧日変化波に対する減衰が過大評価されている可能性があると判断するとともに，実際の地上気圧日変化と本稿により予測される地上気圧日変化の差は，熱圏や成層圏オゾン層，対流圏水蒸気に励起された上層の半日周期気圧日変化の慣性重力波による地上までの伝播や，拡散係数等の諸パラメータの日変化，あるいは横方向からの寒気や暖気の移流の効果乃至は谷地形の底部に形成された接地混合層の効果等によって生じている可能性があると判断した．

謝辞　本稿は立正大学地球環境科学部環境システム学科環境気象学分野によって 2012 年度～2015 年度に実施された上信越山岳域特別観測プロジェクトにおける連続気象観測結果の解析を契機に起草された．2016 年度はサバティカルの第２筆者がアラスカ大学フェアバンクス校に滞在中のため，本稿推敲作業は専らインターネットによる意見交換によって行われ，遠隔地にもかかわらず迅速に起草作業を遂行でき，アラスカ大学フェアバンクス校の資料も参考にすることが出来た．更に匿名の査読者からのコメントは原稿改良に大変役立った．これら多くの方々から賜ったご高配に対して心より深謝の意を表します．

文献

Brutsaert, W. (1975) : On a derivable formula for long-wave radiation from clear skies. *Water Resour. Res.*, **11**, 742～744.

Chapman, S. and R. S. Lindzen (1970) : *Atmospheric Tides.* D. Reidel, 200 pp.

Dai, A. and J. Wang (1999) : Diurnal and semidiurnal tides in global surface pressure fields. *J. Atmos. Sci.*, **56**, 3874～3891.

Diaz de Argandona, J., A. Ezcurra, J. Saenz, B. Campistron, G. Ibarra and F. Saïd (2010) : Atmospheric tides over the Pyrenees. Observational study and numerical simulation. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **136**, 1263～1274.

Forbes, J. M. and H. B. Garrett (1979) : Theoretical studies of atmospheric tides. *Rev. Geophys. Space Phys.*, **17**, 1951～1981.

Holton, J. R. (1992) : *An Introduction to Dynamic Meteorology, Third Edition*. Academic Press, 511pp.

岩井邦中・宮下恵美子(2005)：中部山岳地域の諸地点における気圧日変化．天気，**52**，831～836.

岩井邦中・境野千亜紀・杉山裕也(2008)：日本の85地点での気圧日変化の調和解析．天気，**55**，457～468.

加藤　進(1989)：大気潮汐・大気重力波，MSTレーダー平成元年度藤原賞受賞記念講演一．天気，**36**，681～685.

加藤　進(2014)：大気潮汐論確立のこぼれ話．天気，**61**，1013～1015.

Kimura, F. and T. Kuwagata (1995): Horizontal heat fluxes over complex terrain computed using a simple mixed-layer model and a numerical model. *J. Appl. Meteor.*, **34**, 549～558.

Kuwagata, T., M. Sumioka, N. Masuko and J. Kondo (1990): The daytime PBL heating process over complex terrain in central Japan under fair and calm weather conditions: Part I. Mesoscale circulation and the PBL heating rate. *J. Meteor. Soc. Japan*, **68**, 625～638.

Li, Y. and R. B. Smith (2010):The detection and significance of diurnal pressure and potential vorticity anomalies east of the Rockies. *J. Atmos. Sci.*, **67**, 2734～2751.

Li, Y., R. B. Smith and V. Grubišić (2009) : Using surface pressure variations to categorize diurnal valley circulations: experiments in Owens Valley. *Mon. Weather Rev.*, **137**, 1753～1769.

Lindzen, R. S. (1990) : *Dynamics in Atmospheric Physics*. Cambridge Univ. Press, 310 pp.

宮原三郎(2014)：私の大気力学研究―2013年度藤原賞受賞記念講演―．天気，**61**，5～22.

Nakagawa, K. (1988) : Estimation of the sky view-factor from a fish-eye lens image, considering the anisotropy of the downward longwave radiation. *Jour. Meteorol. Soc. Japan*, **66**, 903～912.

Nakagawa, K. (1992) : Estimation of surface albedo distribution in Lutzow-Holm Bay

and its neighborhood with NOAA/AVHRR data. *Proc. NIPR Symp. Polar Meteorol. Glaciol.*, **6**, 1～15.

中川清隆(2010)：内陸都市はなぜ暑くなるか～メカニズム．福岡義隆・中川清隆(編著)『内陸都市はなぜ暑いか　日本一高温の熊谷から　』成山堂，158pp.，24～48.

中川清隆・榧根 勇(1979)：完全曇天時における大気放射の公式の理論的誘導．地理学評論，**52**，356～367.

中川清隆・重田祥範・渡来 靖(2015a)：上信越山岳域における晴天日の気温・気圧日変化合成曲線の抽出．地球環境研究，**17**，1～15.

中川清隆・重田祥範・渡来 靖・吉﨑正憲(2015b)：領域気象モデルＷＲＦにより再現計算された上信越山岳域における2013年8月晴天日気温・気圧日変化と地表面熱収支．日本気象学会大会講演予講集，**107**，335.

仁科淳司・三上岳彦(2016)：ヒートアイランドによる夏季の東京の地上気圧日変化曲線：1950～69年と1990～2009年との比較．日本地理学会発表要旨集，**90**，17.

日本学士院(1989)：理学博士加藤 進君の「大気潮汐並びに大気重力波に関する研究」に対する受賞審査要旨．http://www.japan-acad.go.jp/pdf/youshi/079/kato.pdf（2017/01/17閲覧）.

Paltridge, G.W. and C. M. R. Platt(1976)：*Radiative Processes in Meteorology and Climatology*. Elsevier Scientific Pub. Co., 318pp.

坂崎貴俊(2016)：対流圏・成層圏・中間圏における一日周期潮汐波の力学的研究―2015年度山本賞受賞記念講演―．天気，**63**，449～562.

沢田竜吉(1956)：大気潮汐の研究について―日本気象学会賞受賞記念講演―.天気，**3**，205～206.

沢田竜吉(1975)：気圧の半日周期の現われる理由．天気，**22**，315～316.

Schindelegger, M. and R. D. Ray (2014)：Surface pressure tide climatologies deduced from a quality-controlled network of barometric observations. *Mon. Weather Rev.*, **142**, 4872～4889.

Sellers, W. D. (1965)：*Physical Climatology*. University of Chicago Press, 272pp.

Stocker, T.F., D. Qin, G.-K. Plattner, M. Tignor, S.K. Allen, J. Boschung, A. Nauels, Y. Xia, V. Bex and P.M. Midgley (eds.) (2013)：*Climate Change 2013: The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Fifth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change*. Cambridge University Press, 1535pp.

津田貞雄（編）(2006)：極域大気波動の経度分布－観測的見地から-（講演：野澤悟徳）．MTIハンドブック，ｘ1～ｘ7.

A note on the diurnal variation in the surface atmospheric pressure due to the diabatic heating of the atmospheric boundary layer without horizontal advection

NAKAGAWA Kiyotaka* and WATARAI Yasushi*

*Faculty of Geo-environmental Science, Rissho University

Abstract:

In order to examine whether the diurnal variation in the surface atmospheric pressure is caused by diabatic heating from the surface, the response of surface atmospheric pressure to insolation is theoretically derived on the basis of the finite Fourier series expansion of global insolation and the surface heat budget. The surface atmospheric pressure determined by the derived theoretical equation contains the almost realistic diurnal oscillation. However, the semidiurnal oscillation cannot be sufficiently reproduced by the theoretical solution. It is discussed that the deviation between the theoretical value and the actual value could be caused by the downward propagation of the semidiurnal tide excited in the upper layer, the diurnal variation in various parameters used in the theoretical equation, the advection and/or the effect of the surface mixed layer formed at the bottom of the valley.

Key words: surface atmospheric pressure, migrating solar thermal tides, diurnal wave, semidiurnal wave, surface diabatic heating