

修士論文

極域中間圏で観測された
準2日波と大気潮汐波の研究

名古屋大学大学院理学研究科

素粒子宇宙物理学専攻

宇宙地球物理系

岩橋 弘幸

要旨

本研究では、極域中間圏における準二日波と大気潮汐波（24、12、8 時間変動）の特性を解明することを目指した。

極域下部熱圏の大気ダイナミクスの理解は、電離圏－磁気圏相互作用を考える上で重要である。この領域の大気は、太陽極端紫外線などの直接加熱による圧力勾配力、地球が回転することに起因するコリオリ力、大気粘性などの駆動力に加え、下層大気からの大気波動（大気潮汐波、プラネタリー波、大気重力波）の上方伝播や、磁気圏からのオーロラなどを引き起こす粒子の降り込み、投影電場など、様々な物理過程によるエネルギー、運動量の供給を受けている。

一般的にプラネタリー波や大気潮汐波は、グローバルスケールの波動と考えられている。トロムソとポーカーフラットのデータを用いて、極域中間圏における準 2 日波、大気潮汐波（24 時間成分及び 12 時間成分）、背景風の特性を調べた。その結果、以下のことが明らかになった。（1）両サイトで観測された準二日波の振幅についてその季節変化は同じ傾向を示した。（2）両サイトの振幅の比は主に 0.5 – 2.0 の間を振動し、全高度(70, 76, 82, 88 km)においてみられるが、季節依存性は見られなかった。（3）準 2 日波の周期について、両サイトで東西、南北成分ともに 48.0 時間と 51.2 時間の周期より 45.2 時間と 54.9 時間の周期の方が、発生頻度が高かった。（4）東西波数を求めると、3 高度(76, 82, 88 km)で波数 4 のイベントが多く観測された。これらのことより、極域中間圏で観測される準 2 日波は、基本的には混合ロスビー重力モード波と考えられるが、局所的な力の影響を受けていることが示唆される。

大気潮汐波が全球的な波動に加え、局所的な波動及び、他の周期の波動との相互作用の影響を示唆している。東西平均風に関してトロムソ、ポーカーフラットともに夏に西向き（それぞれ 30 m s^{-1} , 50 m s^{-1} ）冬に東向き（ともに 20 m s^{-1} ）になる。高度 70、76、82 km における南北平均風について、ポーカーフラットでは冬期に南向き、トロムソでは北向きの風であり、大きさ $10 - 20 \text{ m s}^{-1}$ である。夏においては、トロムソでは主に 10 m s^{-1} 以下で北向きに吹いているが、ポーカーフラットではほぼゼロである。冬期においては、ほぼ等しい強度を持つが、夏季においては、ポーカーフラットで観測される西向き平均風が、トロムソより約 20 m s^{-1} 大きかった。これは、南北風に働くコリオリ力の減速効果として定性的に説明できる。

目次

1	序論	
1. 1	地球大気の構造と組成	1
1. 2	電離圏	2
1. 3	高層大気の平均的風系と大気大循環	3
1. 4	大気波動	6
1. 4. 1	混合ロスビー重力モードの理論	7
1. 4. 2	準2日波の東西波数と周期	11
1. 4. 3	準2日波と大気潮汐波との相互作用	11
1. 5	本研究の目的	12
2	観測装置、データ及び解析方法	14
2. 1	トロムソおよびポーカーフラット MF レーダー	14
2. 2	中性風速の導出	
2. 3	周波数解析方法（ロムスカーグル法）	
3	観測結果	
3. 1	トロムソとポーカーフラットで観測された準2日波	
3. 1. 1	季節変化	
3. 1. 2	両サイトで観測された準2日波の振幅の比較	
3. 1. 3	準2日波の周期	
3. 2	トロムソとポーカーフラットで観測された大気潮汐波	
3. 2. 1	1日大気潮汐波	
3. 2. 2	半日日大気潮汐波	
3. 2. 3	8時間大気潮汐波	
3. 2. 4	半日および8時間大気潮汐波周期の変動	
3. 3	背景風	
4	考察	
4. 1	極域中間圏における準2日波の東西波数	
4. 2	極域中間圏における大気潮汐波の東西波数	

- 4. 2. 1 1日大気潮汐波の東西波数
- 4. 2. 2 半日大気潮汐波の東西波数
- 4. 2. 3 8時間大気潮汐波の東西波数

5 まとめと今後の課題

6 参考文献

謝辞

1. 序論

1.1. 地球大気の温度構造と組成

地球大気の種類法の一つとして、大気温度による分類があり、20 世紀に入ってから観測データに基づいて行われた。この分類法によると、地球大気は、それぞれ、対流圏、成層圏、中間圏、熱圏と呼ばれる 4 つの領域に分けられる。

対流圏(troposphere)は、地上から高度 15 km 付近の大気温度の谷(対流圏界面:tropopause)までの領域である。大気密度は $3 \times 10^{25} \text{ m}^{-3} \sim 3 \times 10^{24} \text{ m}^{-3}$ 、大気温度は 300 K~220 K 程度である。地表面が太陽光により加熱されるのみで、この領域の大気には熱源はない。そのため大気温度は高度が上昇するとともにほぼ単一で減少(約 6.5 K/km)している。対流圏では、熱は対流によって運ばれる。

成層圏(stratosphere)は、対流圏界面から高度 50 km 付近の大気温度の山(成層圏界面)までの領域である。大気密度は $3 \times 10^{24} \text{ m}^{-3} \sim 10^{22} \text{ m}^{-3}$ 、大気温度は 220 K~270 K 程度である。対流圏とは異なり、大気温度は高度とともに上昇する。この温度上昇は主にオゾンの紫外線吸収による加熱効果に依っている。成層圏の温度構造は、この加熱効果と炭酸ガス、水蒸気およびオゾンの赤外放射による冷却効果のバランスで決定されている。

中間圏(mesosphere)は、成層圏界面から高度 90 km 付近までの領域である。大気密度は $10^{22} \text{ m}^{-3} \sim 10^{20} \text{ m}^{-3}$ 、大気温度は 270 K~180 K 程度である。大気温度は再び減少に転じ、中間圏界面(mesopause)で最少になる。この領域の温度構造は、酸素分子による太陽紫外線放射の吸収加熱と、二酸化炭素赤外(15 μm)放射とオゾン赤外(9.6 μm)放射による冷却によるつりあいで定まる。これらに加え、内部重力波やプラネタリー波といった下層大気から伝搬してくる大気波動や、乱流、熱伝導による力学的な効果が加わる。

熱圏(thermosphere)は、中間圏界面から、高度 600 km 付近までの領域である。熱圏の大気密度は $10^{20} \text{ m}^{-3} \sim 10^{13} \text{ m}^{-3}$ 程度である。大気温度は高度 600 km 付近まで上昇し、それより上(外気圏)ではほぼ一定となる。熱圏では、極端紫外線(EUV)や X 線の吸収によって大気は加熱されている。熱圏温度は、太陽活動度によって変動する。特に高度 200 km 以上ではこの変動は数十%程度に及

ぶ。これらの変動の原因は、太陽極端紫外線強度が太陽活動度によって変化するためと考えることができる。外気圏温度は太陽活動度が低い時には 1000 K 程度であり、高いときには 2000 K 程度である。また、大気密度構造も温度構造の変化により変動している。

大気組成は、乱流効果により地表面から高度 100 km 付近までは、地表面と同じ組成で窒素分子と酸素分子が主成分である（平均分子量は約 29）。高度 100 km を超えると光解離により酸素分子が酸素原子に解離されるとともに、分子拡散効果による重力分離が起こり、軽い大気は上空へ移動する。高度 150 km 付近までは分子ガスが主成分であるが、それより上の高度では酸素原子が主成分となっている。高度 300-400 km 付近では平均分子量は約 18-16 である。外気圏ではヘリウムや水素が主成分となっている。

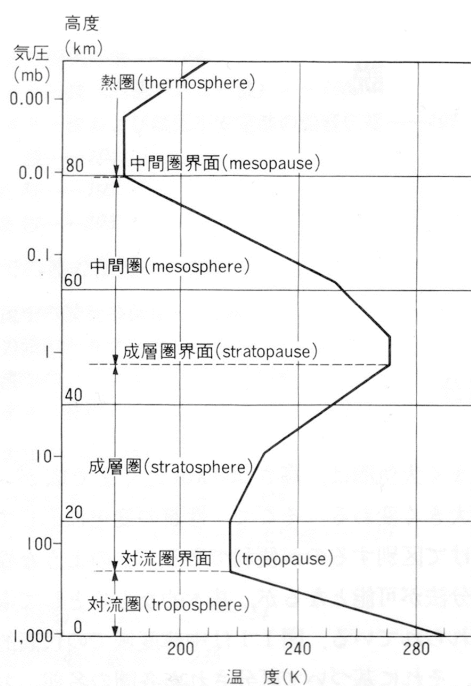


図 1 - 1 大気の区分。温度分布は 1962 年の米国標準大気。[松野 and 島崎, 1981 より]

1. 2. 電離圏

高度 60 km 以上の地球大気は、電氣的に中性な分子や原子の気体の他に、これらが電離したイオンや電子からなる電離気体（プラズマ）が存在している。

地球大気は太陽から放射される紫外線や X 線等の電磁波、太陽宇宙線、銀河宇宙線、オーロラ粒子等によって、電離されている。

一般的に電離圏は、高度約 60 km 以上の領域に対応する。中間圏では高度が上昇すると、負イオン密度が急激に減少し、電子密度が増加する。高度 90 km 以上では負イオンはほとんど存在せず、電子と正イオンはほぼ同じ密度になっている。そして、高度 300-400 km で電子密度は最大となる。大気密度が高い高度 60 km 以下の領域では、電子は大気分子に付着して負イオンとなり、ほとんど存在しない。

電離圏の電子密度分布は、大気の組成と到達する紫外線スペクトルが異なるために、高度により特徴的な構造ができる。高度 60 km~90 km の範囲を *D* 領域（電子密度 $10^8 \sim 10^{10} \text{ m}^{-3}$ ）、高度 90 km~130 km を *E* 領域（ $10^9 \sim 10^{11} \text{ m}^{-3}$ ）、高度 130 km ~ 約 700 km を *F* 領域（ $10^{10} \sim 10^{12} \text{ m}^{-3}$ ）と呼んでいる[福西他, 1983]。これらは、1.1 章で述べた大気温度による分類において、それぞれ中間圏、下部熱圏、熱圏にほぼ対応している。

電離圏において、分極電場が発生することにより、大気中に不安定性による波動が生じることが考えられている。中性大気とイオン、および電子との衝突周波数と、イオン、電子それぞれのジャイロ角周波数を比較すると、高度約 125 km 付近より下では、中性大気とイオンの衝突周波数がイオンジャイロ角周波数よりも大きい、中性大気と電子との衝突周波数は、電子ジャイロ角周波数よりも小さい。よって、*E* 領域高度で中性風によってドラッグされるイオンは、衝突の効果の違いから、電子との分離が生じ、分極電場が発生する。この電離圏の中性大気との衝突によって電場が発生する効果は、電離圏ダイナモと呼ばれる。

1.3. 高層大気の平均的風系と大気大循環

高層大気の運動の主要なエネルギー源は太陽の電磁放射の吸収である。その吸収量は、季節による日照の時間的な違いや、緯度による空間的な違いを伴って、大気温度の基本的な構造を形成する。大気を理想気体とし、高層大気を記述する運動方程式、状態方程式は、密度 ρ 、速度 $\mathbf{v}=(u,v,w)$ 、圧力 p 、温度 T 、地球の回転角速度 Ω とし、コリオリ力、重力以外の外力および粘性を無視する

と、次のように与えられる。

$$\frac{Du}{Dt} + 2\Omega \sin\theta v + 2\Omega \cos\theta w + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} = 0 \quad (1.1)$$

$$\frac{Dv}{Dt} + 2\Omega \sin\theta u + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} = 0 \quad (1.2)$$

$$\frac{Dw}{Dt} - 2\Omega \cos\theta u + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + g = 0 \quad (1.3)$$

$$p = \rho RT \quad (1.4)$$

ここでは u, v, w はそれぞれ、東向き、北向き、下向きを正にとっている。さらに、慣性項及び移流項を無視し ($D/Dt=0$)、鉛直方向の風速は小さく、静水圧平衡 ($w=0$) とし近似すると、

$$u \approx \frac{1}{2\Omega \sin\theta} \frac{\partial p}{\partial y} \quad (1.5)$$

$$v \approx -\frac{1}{2\Omega \sin\theta} \frac{\partial p}{\partial x} \quad (1.6)$$

$$\frac{\partial p}{\partial z} \approx -\rho g \quad (1.7)$$

そして、(1.4)、(1.5)、(1.7)から次のような関係が得られる。

$$\frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{u}{T} \right] = -\frac{g}{2\Omega \sin\theta} \frac{\partial}{\partial y} \left[\frac{1}{T} \right] \quad (1.8)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{v}{T} \right] = +\frac{g}{2\Omega \sin\theta} \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{1}{T} \right] \quad (1.9)$$

(1.5)、(1.6)で定まる風は地衡風と呼ばれ、圧力勾配力とコリオリ力が釣り合っている。北半球では高気圧に対し地球外から見て時計周りに吹くことを示している。(1.8)、(1.9)は、地衡風から得られた風系と温度の関係式で温度風方程式と呼ばれる。

図 1 - 2 に平均的な風の東西成分と、図 1 - 3 に平均的な大気温度の子午面分布を示す。中低緯度の対流圏界面付近に強い東向きの風（偏西風）が見られ、冬半球では 40 ms^{-1} に達する。また、高度 60 km の中間圏高度では、一般的に夏半球で西向きの風が、冬半球では東向きの風が卓越している。夏半球、冬半球ともに中緯度で強くなり、特に冬の東向きの風は、夏の西向きの風に比べて大きいことがわかる。

大気温度の分布を見ると、夏半球の成層圏では比較的高温であり、冬には逆に低温になっている。しかし、中間圏界面付近ではその傾向は反対になり、夏半球の高緯度では 180 K と低温で、冬半球では 220 K の高温になっている。

一方、子午面内の風すなわち南北風について(1.9)式にあてはめてみると、平均温度場である限り、右辺は恒等的にゼロになり南北風は存在しないように見える。しかし実際は、南北風は存在し、それに伴って子午面循環も存在するが、その大きさは東西風速と比べて一桁程度小さい。

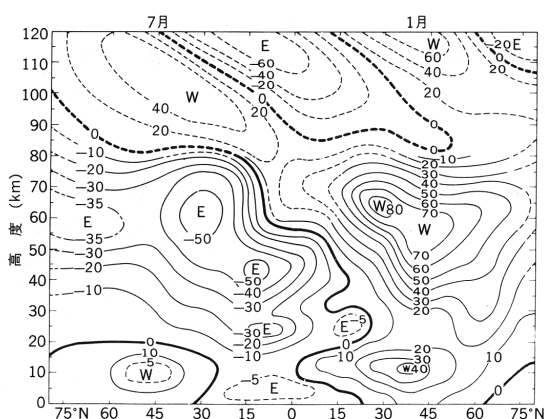


図 1-2 東西平均風の子午面内分布。左半分が夏 (7月)、右半分が冬(1月)を示している。

[松野 and 島崎, 1981 より]

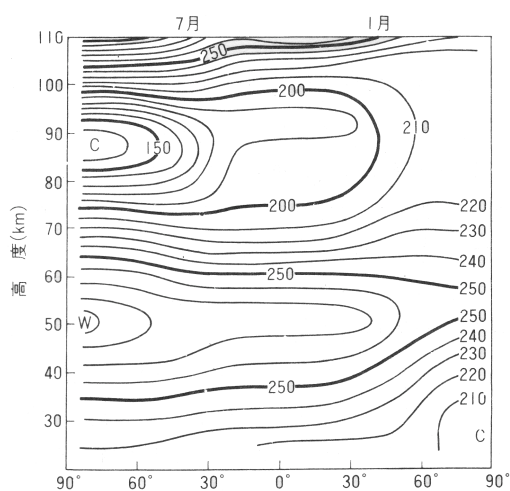


図 1-3 気温の子午面分布。左半分が夏 (7月)、右半分が冬(1月)を示している。 [松野 and 島崎, 1981 より]

1.4. 大気波動

大気運動には、温度構造およびコリオリ力から定まる平均的な風系に、地表、対流圏、成層圏に励起源を持つ各種の大気波動が重畳している。これらの大気波動は上方伝搬し、物質の攪拌を行い、上層大気へ運動量やエネルギーを輸送する。高度が上がるにつれて、大気密度が減少する。大気波動のエネルギーが保存されると、波の振幅は高度と共に増大する。やがて波は砕波し、運動量とエネルギーを散逸する。大気波動は、様々な周期と規模を持ち、その特徴に応じて、大気重力波、大気潮汐波、プラネタリー波の3つに大きく分類される。

振動周期がブラントバイサラ周期から慣性周期 ($= 2\pi / (2\Omega \sin(\text{緯度}))$); Ω は地球の自転角速度) の波動は「大気重力波」と呼ばれる。ブラントバイサラ周期とは、標準高 (スケールハイト $:= kT/mg$; ここで k はボルツマン常数、 T は大気温度、 m は大気分子質量、 g は重力加速度) によって決まる大気重力波の限界周期であり、その周期は地表から高度 100 km 付近まで 5 分~10 分である。大気重力波は主に浮力を復元力とし、「内部重力波」とも言われる。浮力以外にコリオリ力の影響が無視できないものを特に「慣性内部重力波」と言う。大気重力波は空間スケールとして水平方向に数十 km、鉛直方向に数 km 程度であり局所的な波動である。大気重力波が果たしている重要な役割のひとつに、中間圏界面付近における夏季東西平均風の向きを逆転することが挙げられる。大気重力波がこの高度領域で砕波し、東向き運動量を大気に与えることによって起こると考えられている。

大気潮汐波は、その周期が 1 日およびその半分 (12 時間)、3 分の 1 (8 時間) など大気波動であり、中間圏・下部熱圏領域では最も重要で、かつ支配的な大気波動である。大気潮汐波が生じる第一原因は、オゾン (成層圏)、水蒸気 (対流圏)、酸素分子 (熱圏) が太陽放射を吸収し、大気が加熱されることであると考えられている。

プラネタリー波は、温度勾配によって運動している気塊に不安定性が生じた結果、コリオリ力等の復元力が働くことによって励起される波動である。その周期は 2 日、5 日、10 日、16 日などであり、全球的規模の波動である。成層圏においては非常に顕著であり、また最近中間圏においても多くの観測例が報告されている。振幅強度は大気潮汐波と比較して通常小さいが、波動間相互作用

用や平均風との相互作用を考慮すると、中間圏・下部熱圏領域で重要な役割を果たしていると言える。周期 2 日付近のプラネタリー波を準 2 日波と呼び、ここ 20 年にわたり、多くの観測および理論的研究がなされてきた。しかし、これらの観測研究は主に中低緯度中間圏のものであり、高緯度における研究は、非常に少ない。

1.4.1. 混合ロスビー重力モードの理論

Salby [1981] は、プラネタリー波や大気潮汐波を大気の擾乱成分として考え、理論的に解釈を進めた。彼は、プラネタリー波や大気潮汐波が無風状態の等温大気中での変動成分であると考えた場合について、線形波動方程式を用いてこれらの波動の特性を理論的に導いた。

背景風がゼロ、等温大気に対するプラネタリー波及び大気潮汐波は、球面調和関数を用いて、次のように導かれる[Forbes, 1995]。

$$\frac{\partial u}{\partial t} - 2\Omega \sin\theta v + \frac{1}{a \cos\theta} \frac{\partial \Pi}{\partial \lambda} = 0 \quad (1.10)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + 2\Omega \sin\theta u + \frac{1}{a} \frac{\partial \Pi}{\partial \theta} = 0 \quad (1.11)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + N^2 w = \frac{\partial J}{H} \quad (1.12)$$

$$\frac{1}{a \cos\theta} \frac{\partial \partial u}{\partial \lambda} + \frac{\partial}{\partial \lambda} (v \cos\theta) + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} (\rho_0 w) = 0 \quad (1.13)$$

ここで、変数はそれぞれ以下の通りである。

- u : 東向き速度
- v : 北向き速度
- w : 鉛直上向き速度
- Π : 擾乱成分ジオポテンシャル
- N^2 : ブラントバイサラ周波数の自乗 = g/H , ただし $\theta = R/C_p \approx 2/7$
- R : 気体定数
- C_p : 定積比熱

Ω	: 地球の自転角速度
ρ_0	: 基本場における大気密度
z	: 高度
λ	: 経度
φ	: 緯度
J	: 単位質量あたりの加熱率
a	: 地球半径
g	: 重力加速度
H	: スケールハイト
t	: 時間

変動成分が東西波数 s 、“周波数” σ を持ち経度方向に伝播する波と仮定すると、次のように書き表せる。

$$\{u, v, \varphi, \hat{\varphi}\} = \{\hat{u}, \hat{v}, \hat{\varphi}, \hat{\hat{\varphi}}\} \exp[i(s\lambda - \sigma t)] \quad (1.14)$$

東西波数は正の整数で、経度方向の正弦振動の最大数を表わす。位相を表わす $(s\lambda - \sigma t)$ は、 σ が正のとき東向き伝播波、負のとき西向き伝播波に対応するものである。すなわち、(1.14)式の実数部分は $\cos(s\lambda - \sigma t)$ で、波頭は $\lambda = \sigma t/s$ に位置する。(1.10)から(1.13)の式に(1.14)式を代入して、変数 z と λ により表わされる $\hat{\varphi}$ の単純 2 次変微分方程式を用いて、変数分離解が次のように存在すると考える。

$$\hat{\varphi} = \sum_n \varphi_n(\lambda) G_n(z) \quad (1.15)$$

ここで $\{\varphi_n\}$ は完全直交成分 (a complete orthogonal set) であり、 $G_n(z)$ は後程定義する。また、 φ_n は完全直交成分であることから、熱的励起 $\hat{J}(z_n, \lambda)$ は次のように表わすことができる。

$$\hat{J}(z_n, \lambda) = \sum_n \varphi_n(\lambda) J_n(z) \quad (1.16)$$

ここで $J(z_n)$ は加熱の高度分布関数である。(1.10)式、(1.11)式と(1.15)式から φ_n と G_n の項を用いることで水平方向の速度は次のように書き表される。

$$\hat{u} = \frac{\lambda}{4\Omega^2 a} \sum_n U_n(\lambda) G_n(z) \quad (1.17)$$

$$\hat{v} = \frac{\lambda i \Omega}{4\Omega^2 a} \sum_n V_n(\lambda) G_n(z) \quad (1.18)$$

ここで、

$$U_n = \frac{1}{(f^2 - \sin^2 \theta)} \left[\frac{s}{\cos \theta} + \frac{\sin \theta}{f} \frac{d}{d\theta} \right]_n \quad (1.19)$$

$$V_n = \frac{1}{(f^2 - \sin^2 \theta)} \left[s \tan \theta + \frac{d}{d\theta} \right]_n \quad (1.20)$$

また鉛直方向については、変数分離の結果、次のように書き表すことができる。

$$i\theta H \left[\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} \rho_0 \frac{\partial}{\partial z} G_n \right] + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} (\rho_0 J_n) = -\frac{i\theta H}{h_n} G_n \quad (1.21)$$

ここで、 h_n は分離定数として定義されるものである。

$T = 256 \text{ K}$ に対応するスケールハイト $H = \text{constant} = 7.5 \text{ km}$ を持つ等温大気に
対し $N^2 = g/H$ 、 $G_n = G_n \rho_0^{1/2} N^0$ と置き、また、 $x = z/H$ とすることにより、
鉛直構造方程式として以下の式を得る。

$$\frac{d^2 G_n}{dx^2} + \frac{\theta H}{h_n} \left[\frac{1}{4} G_n \right] = -\frac{\rho_0^{1/2}}{i\theta N} \frac{d}{dx} (\rho_0 J_n) \quad (1.22)$$

以上より大気波動を記述する方程式は、固有関数、固有値問題として解くこと
になる。外力 $F(x)$ として(1.22) 式を以下のように書き改め、

$$\frac{d^2 G_n}{dx^2} + \theta^2 G_n = F(x) \quad (1.23)$$

$\theta^2 = \theta H/h_n$ $\approx 1/4$ とし、以下のような解を持つとする。

$$G_n \sim A e^{i\theta x} + B e^{-i\theta x} \quad (1.24)$$

そして、 $F(x) \neq 0$ である場合について考えると次の二つの解が求められる。

$h_n < 0$ or $h_n > 4\theta H$ のとき、すなわち、 $\theta^2 < 0$ のとき、

$$G_n \sim e^{\alpha x} \quad (1.25)$$

このとき波は、振動が励起された領域に補足され、伝搬しない。次に
 $0 < h_n < 4\theta H$ 、つまり、 $\theta^2 > 0$ のとき、

$$G_n \sim e^{i\alpha x} \quad (1.26)$$

このとき波は、 x の増加とともに広がる傾向を見せる。 α の正負はそれぞれ西
向き伝播波、東向き伝播波を示している。

位相速度から波の伝搬性を解釈する。プラネタリー波はその位相速度が平
均風に比べて小さいので、背景風（平均風）によって重大な影響を受ける。つ

まり、背景風により位相速度はドップラーシフトを受ける。プラネタリー波の東西方向への運動方程式を考える。(1.10)の解として表される東西方向速度が、 $e^{i(s\omega t)}$ の形を持つとき、背景となる東西風を \bar{U} として与えると、

$$\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\bar{U}}{a \sin \varphi} = ik(\omega C_{ph} + \bar{U}) \quad (1.27)$$

(ここで、 $k = s/(a \sin \varphi)$ 、東西方向の位相速度を $C_{ph} = \omega/k$ とする。)

より、周期 T を持つ西向き伝播波であるプラネタリー波について、次のように表わされる。

$$C_{ph} = \frac{\omega a \sin \varphi}{sT} \quad (1.28)$$

よって東西波数3を持つ2日周期の波の位相速度は、西向き約 40 m s^{-1} と求められる。例えば、西向き東西風が、 20 m s^{-1} から 60 m s^{-1} の振幅で存在している場合、伝播性プラネタリー波は、

$$\omega_D = \omega C_{ph} + \bar{U} = 0 \quad (1.29)$$

の条件を満たす風速を持つ高度が伝搬できる臨界高度となる。すなわち $\omega_D > 0$ の条件を満たす、西向き平均風が 40 m s^{-1} 以下の領域のみ伝播できる。

Wave	(s, n)	$(s, n - s)$	h_n (km)	λ_z (km)	Additional Descriptors
Diurnal tide	(1,1)		0.6909	27.9	Gravity; first symmetric propagating
Diurnal tide	(1,2)		0.2384	15.9	Gravity; first asymmetric propagating
Diurnal tide	(1,3)		0.1203	11.2	Gravity; second symmetric propagating
Diurnal tide	(1,-1)		803.356		Rotational; first asymmetric trapped
Diurnal tide	(1,-2)		-12.2703		Rotational; first symmetric trapped
Diurnal tide	(1,-4)		-1.7581		Rotational; second symmetric trapped
Semidiurnal tide	(2,2)		7.8519	311.	Gravity; first symmetric (propagating)
Semidiurnal tide	(2,3)		3.6665	81.4	Gravity; first asymmetric (propagating)
Semidiurnal tide	(2,4)		2.1098	53.8	Gravity; second symmetric (propagating)
Semidiurnal tide	(2,5)		1.3671	41.0	Gravity; second asymmetric (propagating)
Semidiurnal tide	(2,6)		0.9565	33.4	Gravity; third symmetric (propagating)
5-day wave	(1,-2)	(1,1)	10.5		Rotational; Rossby; first symmetric
10-day wave	(1,-3)	(1,2)	10.5		Rotational; Rossby; first asymmetric
16-day wave	(1,-4)	(1,3)	10.5		Rotational; Rossby; second symmetric
4-day wave	(2,-3)	(2,1)	10.5		Rotational; Rossby; first symmetric
2-day wave	(3,-3)	(3,0)	10.5		Mixed Rossby-Gravity; asymmetric

表 1.1 中間圏・下部熱圏で代表的な西向き伝搬性のプラネタリー波、1日および半日大気潮汐波の特性。Forbes [1995]より。

1.4.2. 準2日波の東西波数と周期

中間圏で観測される準2日波は通常混合ロスビー重力モード波と考えられている。この大気波動は全地球的な波動であると考えられるから、2つ以上のサイトで観測された風速データを用いることにより、位相差を求めることができる。そして、西向き伝搬を仮定することにより東西波数を決定することができる。

Rodgers and Prata [1981]は、Nimbus 5 衛星データをもとに、成層圏上部において1月に温度が0.2 – 0.6 Kの振幅で準2日周期で変動し、波数3で西進したと報告した。*Shepherd et al.* [1999]は、Upper Atmosphere Research Satellite (UARS)により観測された温度データを用いて、南半球で準2日周期変動が増大する冬至期(12-1月)に東西波数3であることを報告した。一方、*Wu et al.* [1993]は、同じUARSにより取得された温度データを解析して、1月には東西波数3であるが、7-8月には波数が3-4に変化することを報告した。一方*Meek et al.* [1996]は北半球中緯度に設置された9つの流星・MFレーダー風速データを用いて、1992年夏季に観測された準2日周期変動を解析し、東西波数4であったと報告している。これらの結果は、南半球の夏季には3に定まるが、北半球の夏季には変動していることを示唆している。さらには、中間圏で観測されている準2日波が、単純に通常混合ロスビー重力モード波だと結論づけられないことを示唆する。

準2日波の周期は、南半球ではほぼ48時間で一定であるが、北半球では50時間以上であることが多く、卓越周期の時間変動も大きいことが観測されている[*Tsuda et al.*, 1988]。また、*Hagan et al.* [1993]は、数値モデルを用いて、(3,0)モードの伝搬特性は背景風により大きな影響を受けて周期が2日付近で変動することを示している。

1.4.3 準2日波と大気潮汐波との相互作用

Palo et al. [1999]は、NCAR Thermosphere-Ionosphere-Mesosphere-Electrodynamics General Circulation Model (TIME-GCM)を用いて、準2日波が背景風、重力波および大気潮汐波と相互作用をする様子を研究し、太陽非同期の

大気潮汐波が生成されることを示した。*Harris and Vincent [1993]* は準 2 日波と大気潮汐の相互作用により 16 時間周期の振動が生成される可能性を指摘した。

一方、極域下部熱圏における、プラネタリー波と大気潮汐の相互作用を示唆した研究として次の 2 つが挙げられる。*Huuskonen et al. [1991]* は、EISCAT UHF レーダーによって 1988 年 3 月 20 日から 4 月 10 日に得られた観測データを解析し、下部熱圏において半日潮汐成分の強度が周期約 2.2 日で変動することを示した。この変動は、準 2 日波との相互作用により生起していると解釈した。また、*van Eyken et al. [2000]* は、EISCAT スヴァールバル レーダー(78.2°N, 16.0°E)より得られた中性風データを周期解析し、高度 93 km で半日潮汐成分とともに、2.5 日、16.8 時間、9.6 時間周期変動成分が有意な強度を持つことを示している。これらの周期変動成分が、準 2 日波と半日潮汐波の非線形相互作用により励起されていることを示唆している。これらより、準 2 日波は極域下部熱圏においても比較的重要な役割を果たしていると考えられる。

1.5 本研究の目的

本研究では、極域中間圏（高度 70 ~ 91 km）における準 2 日波と大気潮汐波（24 時間変動、12 時間変動）の特性、及び準 2 日波と大気潮汐波との相互作用を明らかにすることを目的としている。

極域下部熱圏の大気ダイナミクスの理解は、電離圏-磁気圏相互作用を考える上で重要である。この領域の大気は、太陽極端紫外線などの直接加熱による圧力勾配力、地球が回転することに起因するコリオリ力、大気粘性などの駆動力に加え、下層大気からの大気波動（大気潮汐波、プラネタリー波、大気重力波）の上方伝播や、磁気圏からのオーロラなどを引き起こす粒子の降り込み、投影電場など、様々な物理過程によるエネルギー、運動量の供給を受けている。この下部熱圏大気の影響は、季節、太陽活動度、地磁気活動度などによっても多様に変化し、その結果として熱圏大気ダイナミクスを支配する力のバランスが変わり、下部熱圏の風系を変化させている。

下層大気からの大気波動が熱圏に及ぼす影響を考える時、その領域の観測とともに、伝播過程である中間圏での観測、及びその領域での大気波動の特性を理解することは、非常に重要である。観測的解明が進んでいる中低緯度の中

間圏と異なり、極域においては、この種の研究は非常に少ない。

一般的に準 2 日波などのプラネタリー波は、全球的スケールをもつ波動と考えられている。本研究では、まずほぼ同じ緯度に位置するトロムソとポーカークラットのデータを用いて、極域中間圏における準 2 日波の特性を調べた。そして両者の比較を行い、準 2 日波の東西波数の決定を試みた。次に大気潮汐波（24 時間成分及び 12 時間成分）について同様のことを行った。最後にこれらの波動間および平均風との相互作用について議論した。

2. 観測装置、データ及び解析方法

この章では、本研究で使用した MF レーダーについて述べる。特に、風速導出法及び MF レーダー風速データから、準 2 日波及び大気潮汐波（24 時間成分及び 12 時間成分）を導出するのに用いたロムスカーグル法について述べる。

2.1. トロムソおよびポーカフラット MF レーダー

分反射(MF)レーダーは、2~3 MHz の中波帯の電波を用いて、高度 60 km ~ 100 km の中間圏（および下部熱圏）の風速を 5 分程度の時間分解能で常時観測することが可能なレーダーである。1980 年代より幅広く用いられている。中間圏(D 領域)の電子密度は通常 10^{11} m^{-3} 以下であり、中波帯の電波はほとんど透過することができるが、電子密度分布の不規則性により一部が反射される。これは高度方向に電子密度分布の不均一があると、電波の屈折率が変わるためである。地上で観測した反射エコーのドップラー変位から大気運動が導出できる。

トロムソは北緯 69.58 度、東経 19.22 度に位置し、トロムソ MF レーダーは、名古屋大学、トロムソ大学、サスカチュアン大学の 3 つのグループの国際協同により運用されている。一方、ポーカフラットは北緯 65.1 度、西経 147.5 度に位置し、ポーカフラット MF レーダーは、通信総合研究所およびアラスカ大学のグループによって運用されている。トロムソおよびポーカフラットの位置関係を図 2-1 に示す。両サイトは、経度約 167 度、緯度約 4.5 度離れている。また MF レーダーのシステムパラメータを表 2-1 にまとめた。

2.2. 中性風速の導出

トロムソ及びポーカフラット MF レーダーで用いられている風速観測法はスペースドアンテナ (Spaced Antenna : SA) 法 [Reid, 1996] と呼ばれるものである。この手法では、分反射エコーにより地上に作られる回折パターンの移動速度を、地上に空間的に離して配置した複数の受信アンテナを用いて測定することにより風速、風向を求めている。通常 1 本の送信アンテナ、3 本の受信アンテナにより構成されている。

1 次元に適当な間隔で配置された 2 本の受信アンテナを用い、中間圏からの散乱エコー強度を測定すると、各波形の時間変化特性として、回折パターンが 2 本の受信アンテナを移動する時間だけずれた波形が得られる。これらの相関をとり、時間差を求めれば回折パターンの移動速度が求まる。求める風速はこの移動速度の半分と考えられる。

スペースドアンテナ法では、2 次元平面での回折パターンの運動を求めることができる。しかし大気は時間的にも変動しているため、この点を考慮した上で、風速を導出する必要がある。そこで、時間的にランダムな変動が重ね合わさっているとして風速を導出する方法としてフルコリレーションアナリシス (Full Correlation Analysis : FCA) 法が *Briggs* [1984] や *Meek* [1980] により開発され、現在広く用いられている [岡本謙一他, 1999]。トロムソとポーカーフラット MF レーダーに関して、観測方法や風速導出法は同一であり、両サイトで観測された風速のシステム違いによるバイアスは小さいと考えられる。

データの時間分解能は、トロムソでは 2 分 (1999 年 2 月 16 日から 2000 年 10 月 20 日) ないし 5 分 (前記以外の期間) であり、ポーカーフラットでは 3 分である。

周波数 2~3 MHz の電波は、E 領域高度のプラズマ周波数と等しくなり、その高度で全反射される。電離圏の電子密度は、昼と夜、季節、太陽活動度等によって変化する。本研究では、季節変化等の統計的研究のため一日中、年間を通して、安定しかつ信頼できるデータを用いることが必要である。*Nozawa et al.* [2002] によると、極域夏季における MF レーダーの信頼できる観測高度の上限は 91 km である。そこで、トロムソでは、観測高度が 70 km~91 km のデータを、ポーカーフラット MF レーダーに関しては、70 km~90 km のデータを用いた。ゲート幅はトロムソで 3 km、ポーカーフラットで 2 km である。ただし、高度分解能は、それぞれ 3 km および 4 km である。大気波動の振幅および位相に関する両者の比較は、高度が重なる、70, 76, 82, 88 km の 4 つの高度で行った。

2.3. 周波数解析方法 (ロムスカーグル法)

本研究ではトロムソとポーカーフラット MF レーダーから導出された 4 年

分の中性風の風速データを解析した。用いた期間は、1998年11月25日から2002年11月25日である。周波数解析をするデータセットとして、準2日波を導出する場合は、連続した8日間のデータを用いた。すなわち、正午を境に前後4日分を使用することによって8日間のデータウィンドウを作成し、中心の日付を求めた周波数データ（振幅および位相データ）の日付とした。一方、大気潮汐波を導出する際には、連続した2日間のデータを用いた。これらのデータセットに対して、ロムスカーグル法 (lomb-scargle method) [Press et al., 1992; Hocke, 1998]により、周波数解析を行い、波動の振幅と位相を導出した。ロムスカーグル法の最も大きな特徴は、フーリエ解析とは異なり、データギャップが存在する場合でも、解析を行える点である。観測は、観測機器の不調や天候等によって影響を受ける。そのため観測データはデータギャップを伴うことがほとんどである。したがって、ロムスカーグル法はこのようなデータを解析するのに適した方法の一つといえる。この手法はこの種の研究では最近広く用いられている。

ロムスカーグル法で与えられる関数型は次のようになる。ある角周波数 ω に対して次のような正弦関数を用いる。

$$y_f(t_i) = a \cos[\omega(t_i - t_{ave})] + b \sin[\omega(t_i - t_{ave})] \quad (2.1)$$

ここで、 ω は角周波数、また $t_{ave} = (t_i + t_n)/2$ とし、 ω は次のように定義される。

$$\tan(2\omega) = \frac{\sum_{i=1}^n \sin 2\omega(t_i - t_{ave})}{\sum_{i=1}^n \cos 2\omega(t_i - t_{ave})} \quad (2.2)$$

a, b は、

$$a = \frac{\sqrt{\frac{2}{n}} \sum_{i=1}^n y_i \cos[\omega(t_i - t_{ave})]}{\left[\sum_{i=1}^n \cos^2[\omega(t_i - t_{ave})] \right]^{1/2}} \quad (2.3)$$

$$b = \frac{\sqrt{\frac{2}{n}} \sum_{i=1}^n y_i \sin[\omega(t_i - t_{ave})]}{\left[\sum_{i=1}^n \sin^2[\omega(t_i - t_{ave})] \right]^{1/2}} \quad (2.4)$$

と求められ、ロム正規化ピリオドグラムは、

$$P_N(\omega) = \frac{1}{2\omega^2} \frac{n}{2} (a^2 + b^2) \quad (2.5)$$

$$\omega^2 = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n y_i^2 \quad (2.6)$$

として表される。よって、振幅 $A(\omega)$ は、

$$A(\omega) = \sqrt{\frac{2}{n} 2\omega^2 P_N(\omega)} \quad \left(= \sqrt{a^2 + b^2} \right) \quad (2.7)$$

となり、ある角周波数 ω に対して最終的に以下のような関数型でフィッティングされ、位相は次のようになる。

$$y_f(t_i) = A(\omega) \cos[\omega t_i + \phi(\omega)] \quad (2.8)$$

$$\phi(\omega) = \phi(\omega t_{ave} + \omega) \quad (2.9)$$

$$\phi = \omega \text{atan}(b, a) \quad (2.10)$$

ただし、位相は $t_i = 0$ のときの値である。

このようにして、以下の周波数に対応する振幅と位相がそれぞれ計算される。

$$\omega_j = \frac{2\omega}{(t_n - t_i) \text{ofac}} j, \quad j = 1, 2, 3, \dots \quad (2.11)$$

ここで、*ofac* は、オーバーサンプリングファクター (over sampling factor) と呼ばれ、通常は周波数分解能を上げるため 4 以上が用いられている。本研究では *ofac* = 4 を用いている。不連続である位相は次のように求めることができる。

$$\phi_j = \omega_j t_{ave} + \phi_j \omega_j \text{atan}(b, a), \quad j = 1, 2, 3, \dots \quad (2.12)$$

ロムスカーグル法を用いて周波数解析を行った際、データギャップを補うため、求められた周期の振幅や位相に不確定性が生じる。一つの指標として、周波数解析を行った際に導出されるシグニフィカンスレベルと呼ばれる値を用いている。シグニフィカンスレベルとは解析するデータウィンドの中でその周期が優位に存在するかを示すものであり、優位度はパーセントで表される。振幅が 99% のシグニフィカンスレベルより小さい値を持つ場合は、その周波数成分は他の周期の成分と比較して統計的に優位ではないと考え除外している。この操作は、準 2 日波、大気潮汐波 (24, 12, 8 時間成分) を導出する際、すべてに適用している。

	トロムソ	ポーカーフラット
地理緯度及び経度	69.6°N, 19.2°E	65.2°N, 147.6°W
送信周波数 (MHz)	2.8	2.4
最大送信出力 (kW)	50	50
高度分解能 (km)	3	4
測定原理	分反射	分反射
時間分解能 (min)	2 or 5	3

表 2-1 トロムソおよびポーカーフラット MF レーダーのシステムパラメータをまとめた。

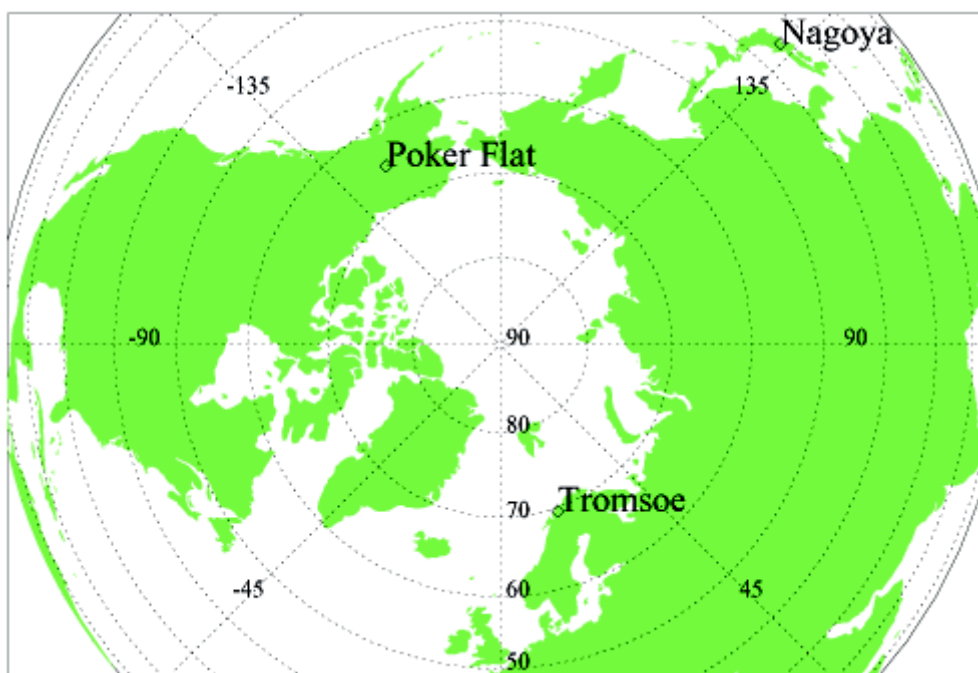


図 2-1 トロムソおよびポーカーフラットの位置を示した。北極点を中心にして緯度 10 度毎に円を描いてある。

3. 観測結果

この章ではトロムソとポーカーフラット MF レーダーで得られた風速データを用いて、ロムスカーグル法により導出した準 2 日波、大気潮汐波 (24, 12, 8 時間成分) について述べる。また、これらの大気波動の上方伝搬を議論するうえで必要になる、背景風についても述べる。

3.1. トロムソとポーカーフラットで観測された準 2 日波

すでに述べたように準 2 日波の周期は 2 日(48 時間)付近である。本研究では準 2 日波の周期として 45.2, 48.0, 51.2, 54.9 時間を考えている。そして、その 4 つ中で振幅が最も大きい成分を、その時間および高度での準 2 日波の振幅強度 (および位相) とし、対応する周期を準 2 日波の周期と定義している。

3.1.1. 季節変化

図 3-1 (南北成分) と 3-2 (東西成分) は、ポーカーフラットとトロムソで観測された準 2 日波の振幅の東西、南北成分の時間変化とポーカーフラット (青) とトロムソ (黒) の振幅の比 (ポーカーフラットの振幅 / トロムソの振幅) を示している。期間は 1998 年 11 月 25 日から 2002 年 11 月 25 日の 4 年間で、トロムソおよびポーカーフラット MF レーダーが同じ高度を観測している 70, 76, 82, 88 km の 4 つの高度について示した。

両サイトで観測された準 2 日波の振幅強度は、高度 70, 76, 82 km で、東西、南北成分ともに、冬至付近で最大になり、夏至付近で最小になっている。この季節変化は 1998 年から 2002 年まで毎年起っている。両サイトで同様な季節変化を示すことは、準 2 日波が全球的規模を持つ波動であることを示唆する。高度 88 km でも、同様の季節変化が見られるが、他の 3 高度に比べて明瞭ではない。振幅値は冬に 15 m s^{-1} 以上になることが多いが、 20 m s^{-1} を超えることはほとんどない。夏に関しては 5 m s^{-1} およびそれ以下のものがほとんどで 10 m s^{-1} を超えるものは高度 88 km だけで見られる。この季節変化は中低緯度で報告されている夏 (特に 8 月) に強く、冬に弱いという季節変化とは大きく異なっている。すなわち極域では、中低緯度と逆の季節変化が見られている。

< Meridional Component >

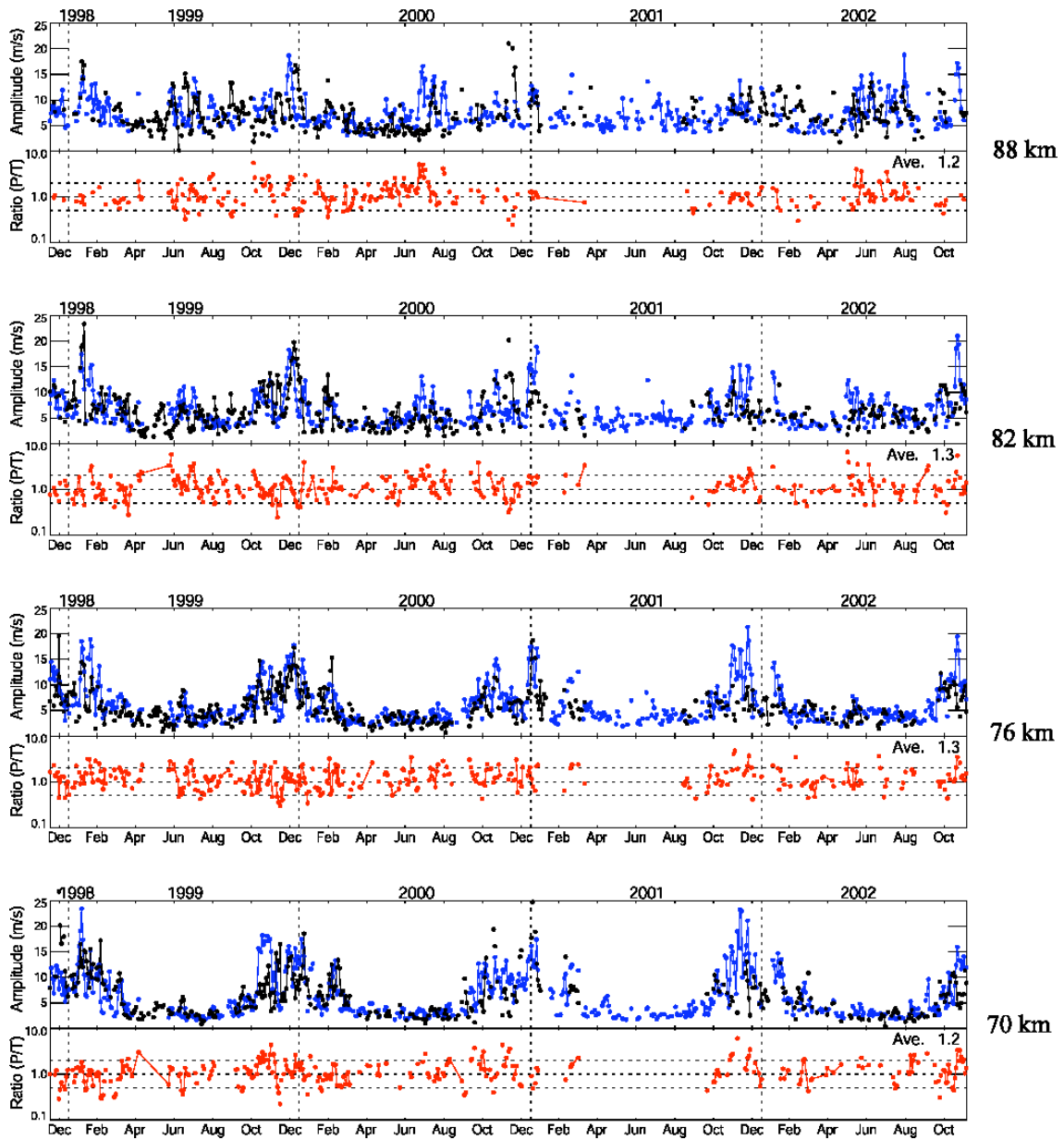


図 3-1 トロムソ（黒）およびポーカーフラット（青）で観測された準 2 日波の南北成分振幅の季節変化（上段）とそれに対応する振幅強度比（ポーカーフラット／トロムソ）（下段）。4 つの高度（上から 88, 82, 76, 70 km）について示した。横軸は時間で、期間は 1998 年 11 月 29 日から 2002 年 11 月 21 日である。各パネルの下段の点線はそれぞれ、2.0、1.0、0.5 の値を示し、右上に振幅比の平均値を示した。

Zonal Component

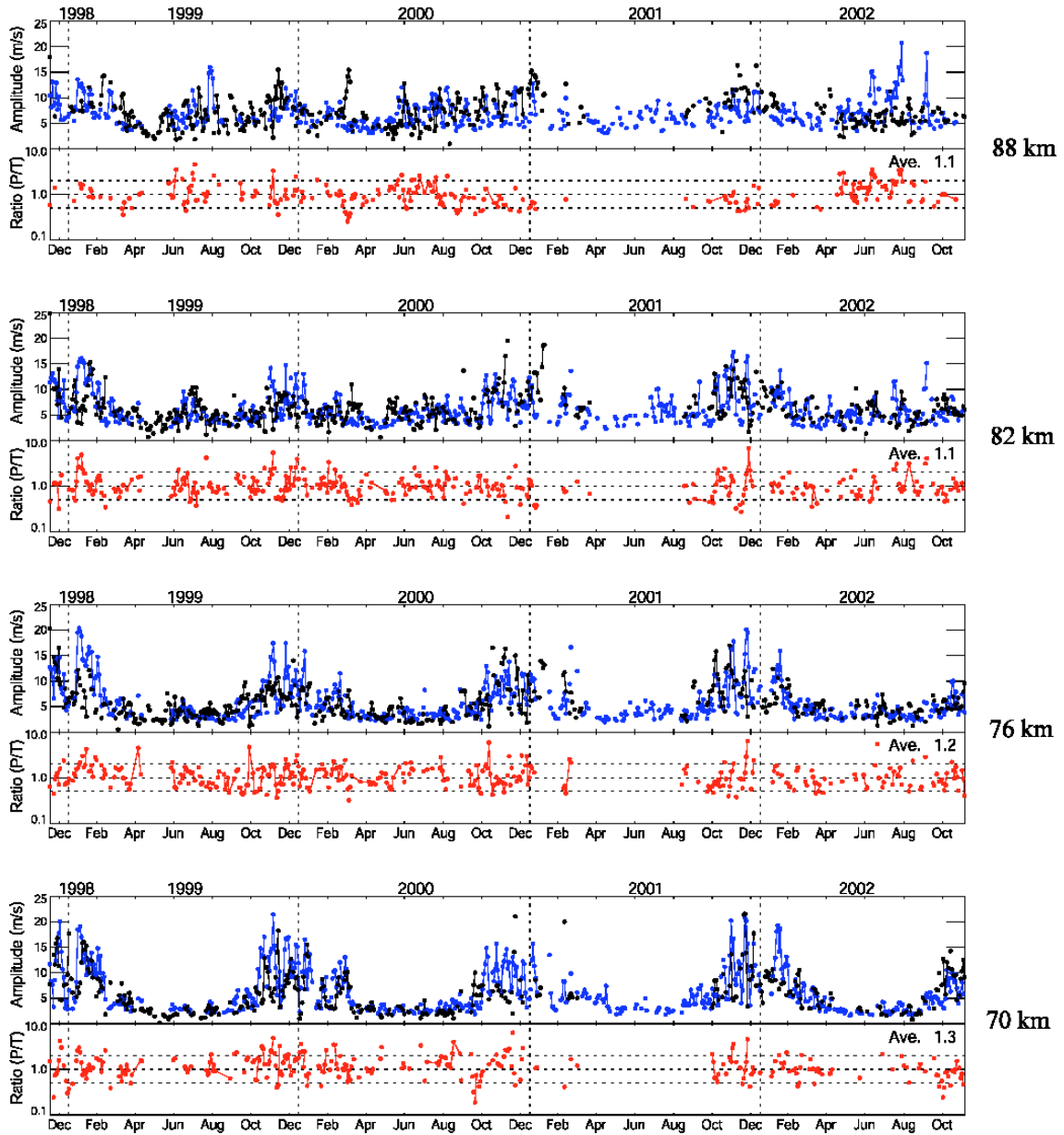


図 3-2 トロムソ（黒）およびポーカーフラット（青）で観測された準 2 日波の東西成分振幅の季節変化（上段）とそれに対応する振幅強度比（ポーカーフラット／トロムソ）（下段）。他は図 3-1 と同じ。

3.1.2. 両サイトで観測された準2日波の振幅の比較

トロムソおよびポーカーフラットで観測された準2日波では、季節変化に加えて、振幅強度が4-10日間程度で変動する短周期変動が見られている。この振動は1年を通して、また全高度で見られる。両サイトで観測された準2日波の振幅比を図3-1、3-2の各パネルの下段に示している。両サイトで夏の期間に比べて冬の期間の方に振幅が大きいことは共通している。振幅強度比（ポーカーフラットの振幅／トロムソの振幅）は主に0.5-2.0の間を変動し、平均値は1.1-1.3であり、ポーカーフラットで観測された波動の方がやや強度が強いようである。強度比の変動は年間を通して起こっており、季節的な傾向は見られない。すなわち、トロムソとポーカーフラットの準2日波の振幅は、季節変化としては同じ傾向を表すが、比較的短い時間変化（数日から1月程度）については必ずしも同期していないと言える。特に南北成分、東西成分ともに、強度比が0.5あるいは2.0を超える場合は、そのようなイベントは70 km, 76 kmでは比較的冬に多く見られ、どちらかのサイトで 10 m s^{-1} かそれ以上の強い振幅強度が観測されている。高度82 km, 88 kmでは、このような強度比の大きい（または小さい）イベントが夏においても見られる。振幅比の平均値は、東西、南北成分ともに、全高度でポーカーフラットの方が10～30%大きい値を示す。この違いの原因として、ポーカーフラットとトロムソの緯度差が挙げられるが、それだけで説明できるとは思われない。

3.1.3. 準2日波の周期

中間圏で観測される準2日波が、背景風との相互作用によりドップラーシフトすることが考えられる[Forbes, 1995]。図3-3（南北成分）、3-4（東西成分）に準2日波の周期の変動を示した。振幅が 5 m s^{-1} より大きいデータのみを使用している。図3-3、3-4から、トロムソとポーカーフラットの両サイトで、全4高度において似通った周期分布を示している。ポーカーフラットでは45.2と54.9時間の周期のイベントの方が48.0と51.2時間の周期のものよりも1.5～2.0倍程度頻度が高く、トロムソでは1.5～2.3倍程度高い。つまり、極域中間圏で観測された準2日波は48時間から変調を受けている場合が多いと言える。

次に春・秋（菱形）、夏（三角）、冬（四角）の3つの季節に分けて見ると、東西、南北成分ともに、夏の70,76 kmで準2日波はほとんど見られないが、88 kmではその数は増加し他の季節とそれ程違いがなくなる傾向にある。両サイトで同様の傾向が見られる。しかし、春・秋の南北成分に関しては、トロムソで45.2と54.9時間の周期の発生頻度が高いが、ポーカーフラットでは54.9時間のみが他の3つより頻度が高くなっている。

3.2. トロムソとポーカーフラットで観測された大気潮汐波

大気潮汐波の周期として、24, 12, 8時間が挙げられる。しかし、プラネタリー波や他の大気潮汐波との波動相互作用により、元の周期が変化することが考えられる。そこで、半日潮汐波と8時間波に対して、それぞれ12.8、12.0、11.2時間および8.3、8.0、7.7時間の中で振幅が最も大きい値をその振幅強度とし、その周期をその波動の周期と定義している。24時間潮汐波に関しては、データウィンドを2日間にとったため、この種の周期変動が検出できる周波数分解能がない。そのため、24.0時間の成分をそのまま24時間成分として用いている。

図3-5から図3-10は、トロムソとポーカーフラットで観測された1日潮汐波、半日潮汐波、8時間(=1/3日)潮汐波振幅の南北成分および東西成分の時間変化を4年間に渡って示している。またポーカーフラットとトロムソの振幅比(ポーカーフラットの振幅/トロムソの振幅)も併せて示している。解析期間、及び表示高度は準2日波の場合と同様である。

Meridional Component

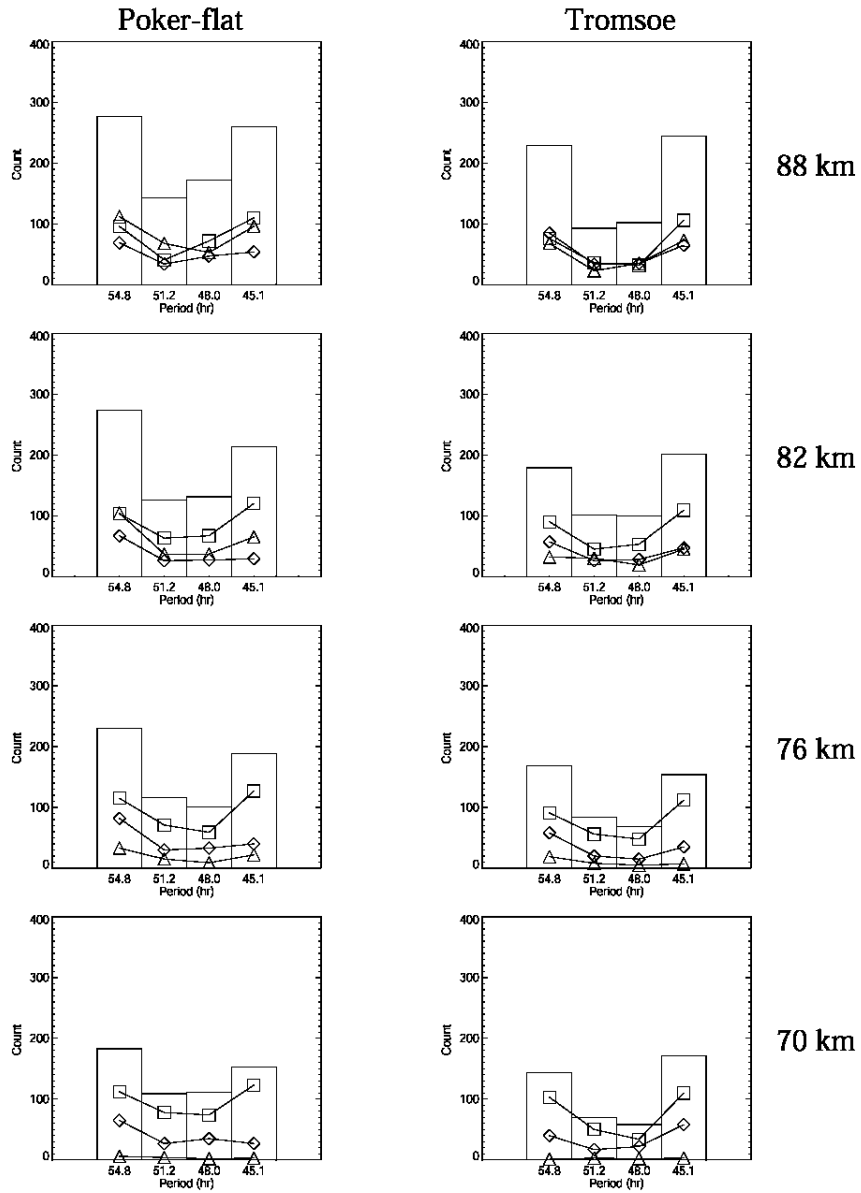


図 3-3 高度 70、76、82、88 km における準 2 日波の南北成分の周期分布のヒストグラム。
 左コラムにポーカーフラットのデータを、右コラムにトロムソのデータを示している。
 横軸はそれぞれ左から 54.8、51.2、48.0、45.1 時間を表し、縦軸はイベント数である。
 また、菱形、三角、四角は、各季節の値を示し、それぞれ春・秋、夏、冬を表している。

Zonal Component

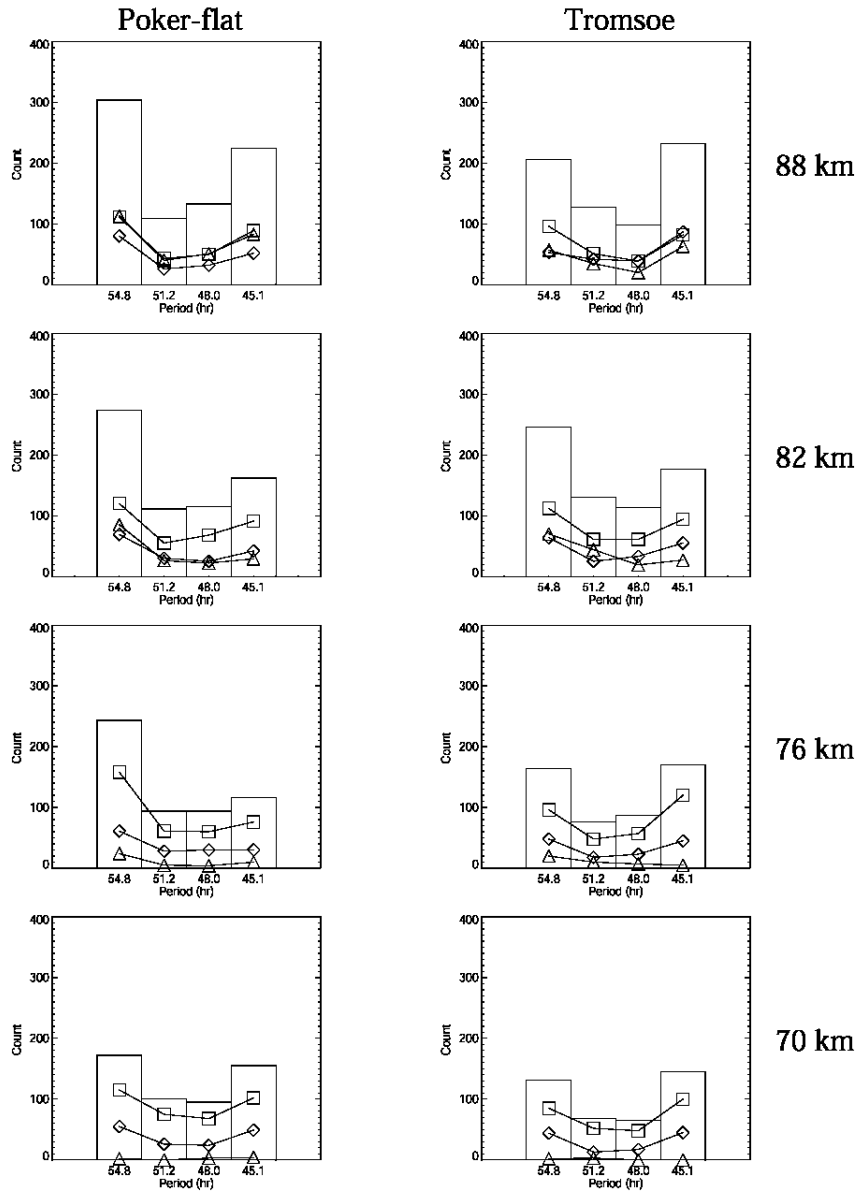


図 3-4 高度 70, 76, 82, 88 km における準 2 日波の東西成分の周期分布。他は図 3-3 と同じ。

3.2.1. 1日大気潮汐波

図 3-5 (南北成分)、 3-6 (東西成分) の各パネル上段に、1 日潮汐波振幅の南北成分および東西成分の時間変化をそれぞれ示した。南北成分について、高度 70, 76 km ではポーカーフラット (青)、トロムソ (黒) 共に、冬期に強くなり、夏季に弱くなる季節変化が見られる。振幅強度はおよそ 5 m s^{-1} から 20 m s^{-1} 程度である。一方、高度 82 km では、季節変化があまり見られなくなり、高度 88 km では、冬期よりもむしろ夏季の方が強くなっている。高度 82 km 以下の季節変化は準 2 日波のものと良く似ていると言える。振幅の高度変化は、冬期の高度 70 km では、強度 $20\text{-}30 \text{ m s}^{-1}$ 以上に達するものが多いが、高度が上がると共に振幅は減少する傾向が見られる。一方、夏においては、冬とは逆の様相を示し、高度と共に増加傾向になっている。東西成分の季節変化は、ほぼ南北成分と同じ様相を示している。また高度プロファイルもほぼ同じと言える。

図 3-5、 3-6 の各パネル下段に、トロムソとポーカーフラットで観測された 1 日潮汐波の振幅比をプロットしている。南北、東西成分とも多くの場合で 0.5 – 2.0 の間を変動しており、この変動は年間を通して全高度で見られる。高度 70 km においては南北、東西両成分とも似たような季節依存性が見られる。それは高度 70 km において、夏では、ポーカーフラットの方がトロムソより強度が強い (強度比 >1) が、冬にはそのような傾向は見られない。特に南北成分の強度比 (図 3-5 の再下段パネル) は、ある幅を持って半年周期で変動しているようである。ポーカーフラットでトロムソに比べて夏に強い強度を示すという傾向は、76 km の南北成分でも夏至付近で見られる。しかし、高度 82 km、88 km においてはこの傾向は見られない。振幅比の平均値は、高度 70 km では 1.5 (南北成分)、および 1.3 (東西成分) であり、上部中間圏 (82 km, 88 km) で値 1.1 (南北、東西成分とも) とは有為に異なっている。

Meridional Component

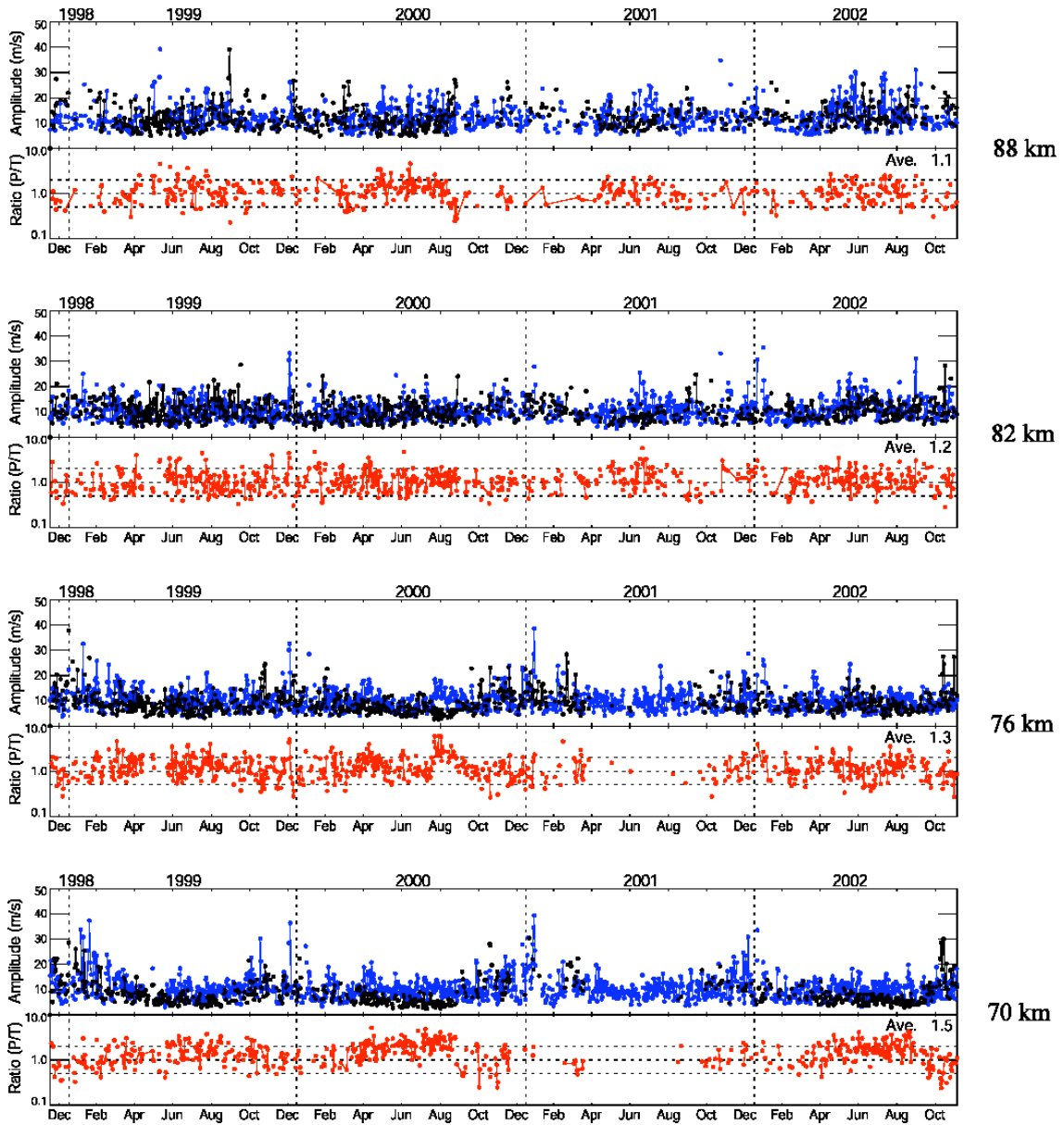


図 3-5 トロムソ（黒）およびポーカーフラット（青）で観測された 1 日潮汐波の南北成分振幅の季節変化。他は、図 3-1 と同じ。

Zonal Component

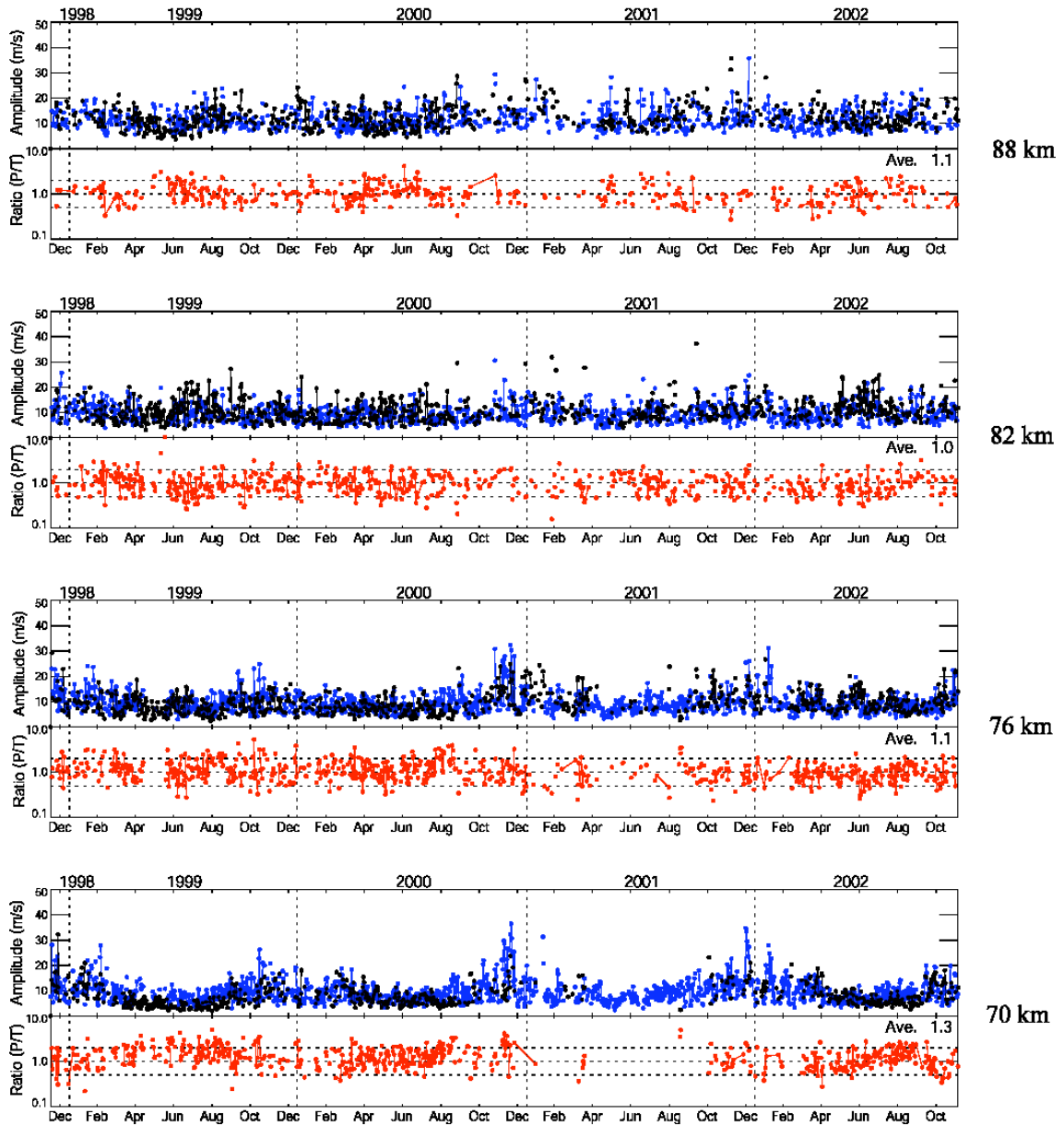


図 3-6 トロムソ（黒）およびポーカーフラット（青）で観測された 1 日潮汐波の東西成分振幅の季節変化。他は、図 3-1 と同じ。

3.2.2 半日大気潮汐波

図 3-7 (南北成分)、3-8 (東西成分) (の各パネル上段) に、半日潮汐波振幅の南北成分、東西成分の時間変化をそれぞれ示した。半日潮汐波の季節変動はトロムソ (黒) およびポーカーフラット (青) で同様な傾向を示すが、それらは高度とともに変化している。南北、東西両成分とも、高度 70 km では、冬に強度が強く、夏に弱くなる季節変化が見られる。高度 76 km では、東西、南北両成分とも、強度が強くなる時期が高度 70 km と比べ、やや早くなる (11 月) 傾向が見られる。一方 5 月付近で強度が最も弱くなっている。高度 82 km では短周期の変動が顕著であるが、長い時間スケールで見ると秋分付近で極大になる傾向が見られる。春分 (3-4 月) 付近に強度が極小になる傾向が見られるが、極大期ほど顕著ではない。高度 88 km でも、秋分付近で極大になり、高度 82 km と同様な季節変化が見られる。半日潮汐波の強度は、概ね高度上昇とともに増加する傾向が見られ、高度 70 km では $10\text{-}20\text{ m s}^{-1}$ であるが、高度 88 km では $10\text{-}30\text{ m s}^{-1}$ である。高度 88 km では 20 m s^{-1} を超えるイベントも数多く見られる。全体的に季節変化以外に数ヶ月以内の季節内変動が東西、南北両成分ともすべての高度で見られている。

トロムソおよびポーカーフラットで観測された半日潮汐波の強度比を見ると平均が 1.0-1.2 程度であり、系統的にどちらの強度が強い傾向はない。しかし、両者の強度比は 0.5-2.0 の間を変動していることは、全球的規模の波動以外に、局所的な波動および他の周期の波動との相互作用の影響を示唆する。

< Meridional Component >

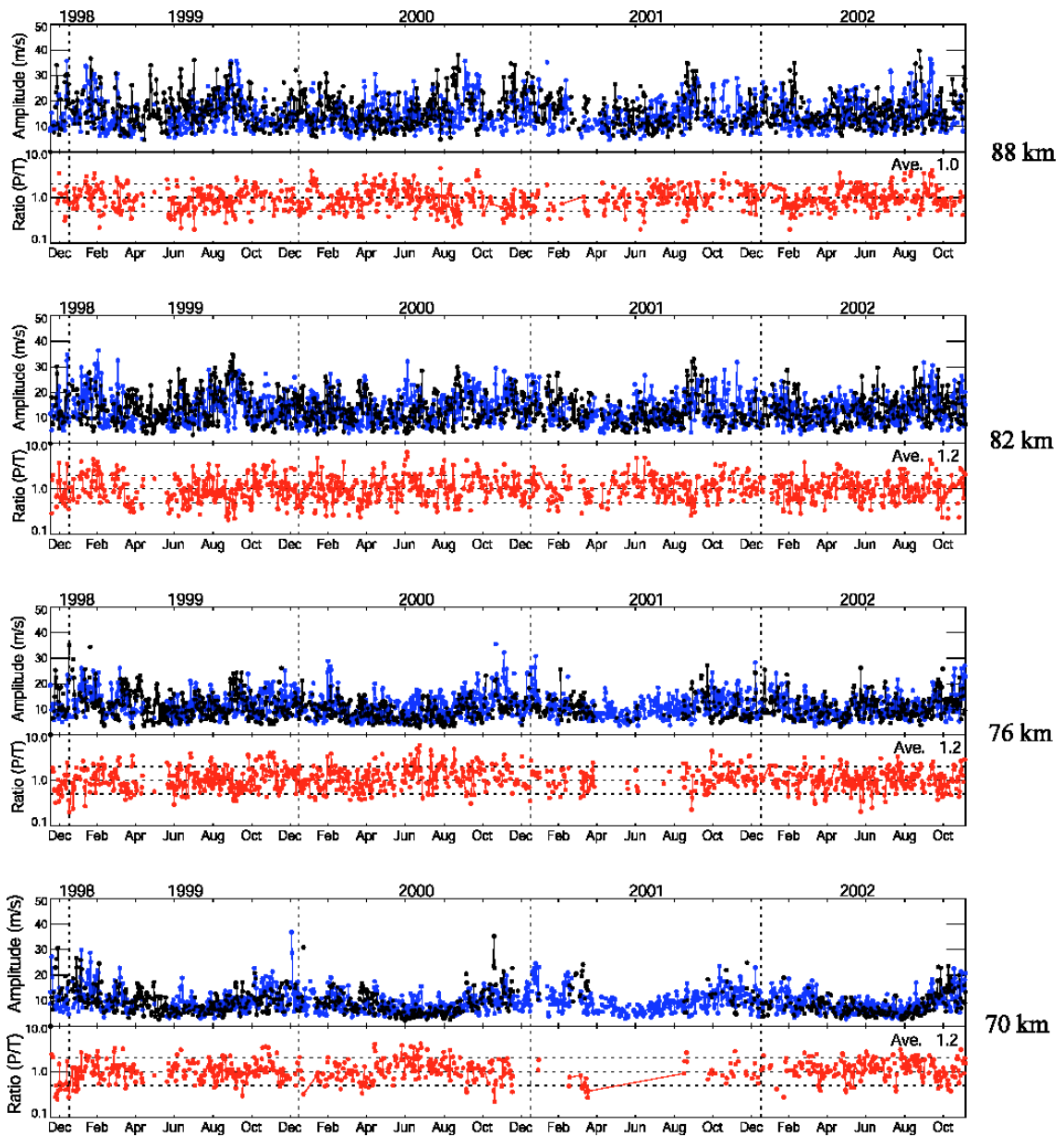


図 3-7 トロムソ (黒) およびポーカーフラット (青) で観測された半日潮汐波の南北成分振幅の季節変化。他は、図 3-1 と同じ。

< Zonal Component >

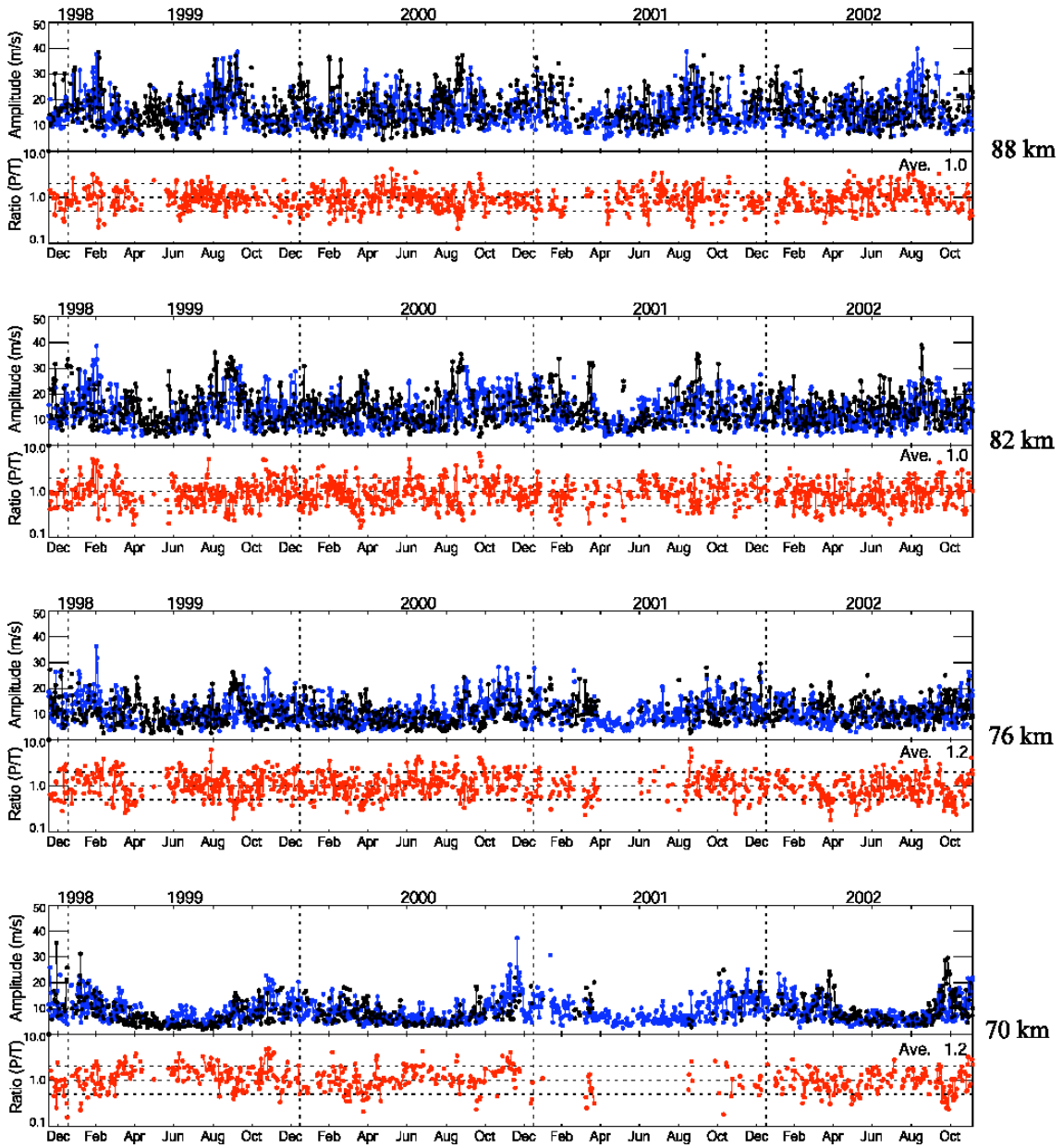


図 3-8 トロムソ (黒) およびポーカーフラット (青) で観測された半日潮汐波の東西成分振幅の季節変化。他は、図 3-1 と同じ。

3.2.3 8時間大気潮汐波

下部熱圏・中間圏大気ダイナミクスの平均的描像を議論するとき、8時間潮汐波の強度は1日、半日潮汐波と比較して有為に小さく、重要な波動とは言えない。しかしながら、ケーススタディを行うときには、1日および半日潮汐波に匹敵する強度を持つものが頻繁に観測される。例えば、*Nozawa and Brekke [2000]* は、トロムソにある EISCAT UHF レーダーにより観測された、夏季における地磁気静穏時の中性風データを解析し、下部熱圏高度で半日潮汐波と同レベル強度 (40 m s^{-1} 程度) の8時間波を報告している。この波動のソースとしては、下層大気からの伝搬波、中間圏での励起波などが考えられているが、解明されていない。

図 3-9 (南北成分), 3-10 (東西成分) の各パネル上段に、8時間潮汐波の振幅の南北成分、東西成分の時間変化をそれぞれ示した。8時間潮汐波の季節変化はトロムソ (黒) およびポーカーフラット (青) で同様な傾向が見られる。南北、東西両成分とも、高度 70 km および 76 km では、冬に強度が強く、夏に弱くなる顕著な季節変化が見られる。強度は 5 m s^{-1} から 20 m s^{-1} の間で変動している。他の 2 高度でも同様な季節変化が見られるが、変動幅は小さくなっている。この季節変化とともに強度が短周期で変動する現象も見られる。

トロムソおよびポーカーフラットで観測された8時間潮汐波の強度比を見ると平均値がほぼ1であり、系統的にどちらの強度が強いという傾向はない。また、両者の強度比は0.5-2.0の間を変動しており、かつ短周期で変化している。この強度比に関しては顕著な季節変化は見られない。

< Meridional Component >

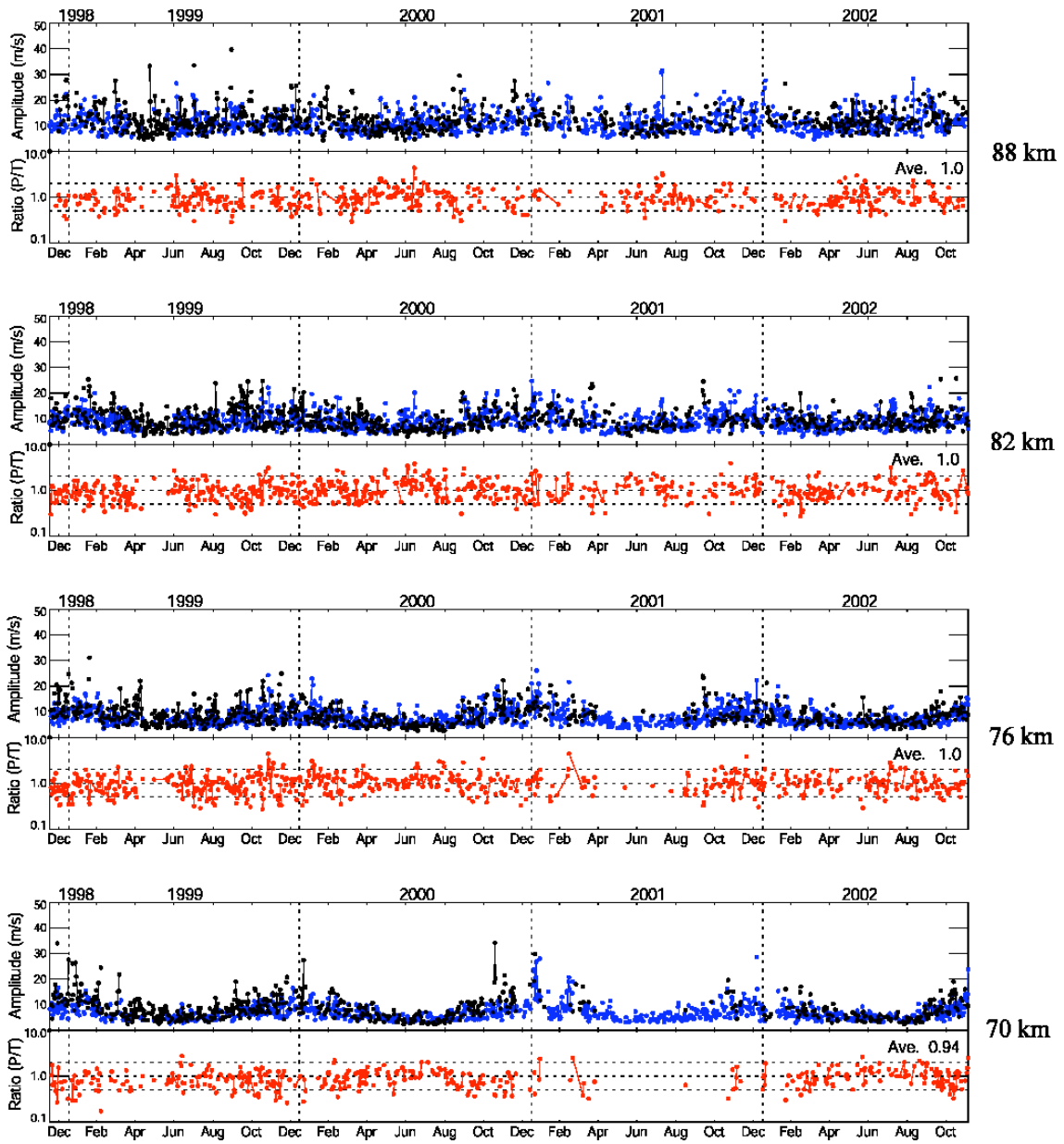


図 3-9 トロムソ (黒) およびポーカフラット (青) で観測された 8 時間潮汐波の南北成分
 振幅の季節変化。他は、図 3-1 と同じ。

< Zonal Component >

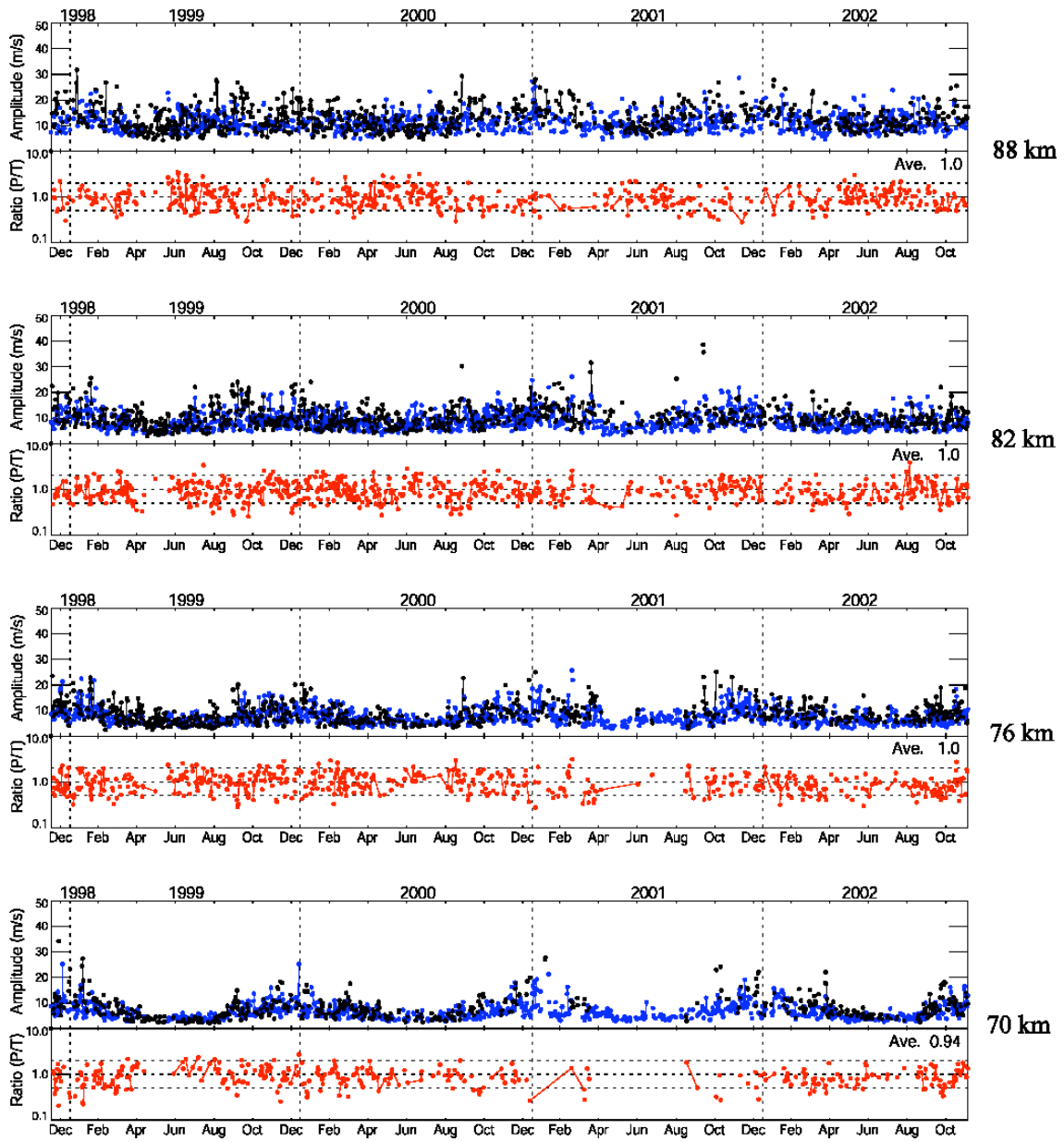


図 3-10 トロムソ (黒) およびポーカーフラット (青) で観測された 8 時間潮汐波の東西成分
 振幅の季節変化。他は、図 3-1 と同じ。

3.2.4 半日および 8 時間大気潮汐波周期の変動

半日および 8 時間大気潮汐波周期の変動を 4 つの高度について、トロムソおよびポーカーフラットそれぞれについて図 3-11 (南北成分)、3-12 (東西成分) に示した。すでに述べたように、半日潮汐波として 12.8, 12.0, 11.2 時間の成分を、8 時間潮汐波として 8.3, 8.0, 7.7 時間を取っている。2 つのサイトで分布に大きな違いは見られない。ほとんどすべてのケースにおいて、中心周期(12 時間、8 時間)で窪んだ凹型の分布をしている。(ただし、ポーカーフラットの高度 76 km では、異なる分布をしている。) 各季節で分類しても、分布の違いは見られない。細かくみると半日および 8 時間大気潮汐波周期変動では違いが見られる。半日大気潮汐波の分布をみると、凹型の分布をしているが、窪みは小さく、どちらかという、3 つの周期で頻度はほとんど同じと言える。1 つの解釈としては、半日周期成分のエネルギーが大きいため、幅広いスペクトルを持つことが挙げられる。また他の長期周期波動との相互作用により、周期がずれていることも示唆される。一方、8 時間潮汐波周期の変動では、8.0 時間周期における窪みは大きく、8.3 および 7.7 時間と比べてその頻度は半分以下になっている。

Meridional Component

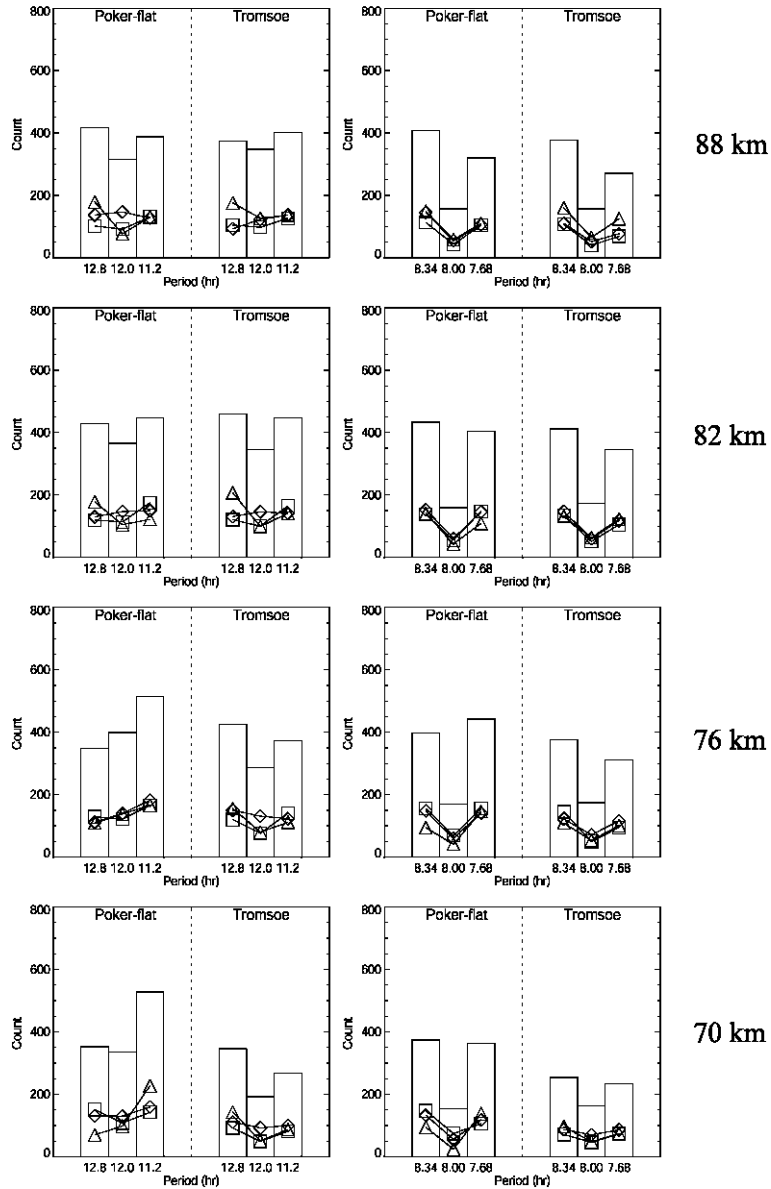


図 3-11 半日潮汐波（12.8、12.0、11.2 時間）と 8 時間潮汐波（8.34、8.00、7.68 時間）の南北成分の周期変動のヒストグラム。左コラムが半日周期潮汐波、右コラムが 8 時間周期潮汐波を示し、高度は上から 88 km、82 km、76 km、70 km である。各パネルの左側にポーカーフラット、右側にトロンソのデータをそれぞれ示した。縦軸はイベント数を表している。また、季節毎のイベント数を、菱形（春分・秋分）、三角（夏）、四角（冬）で示した。

Zonal Component

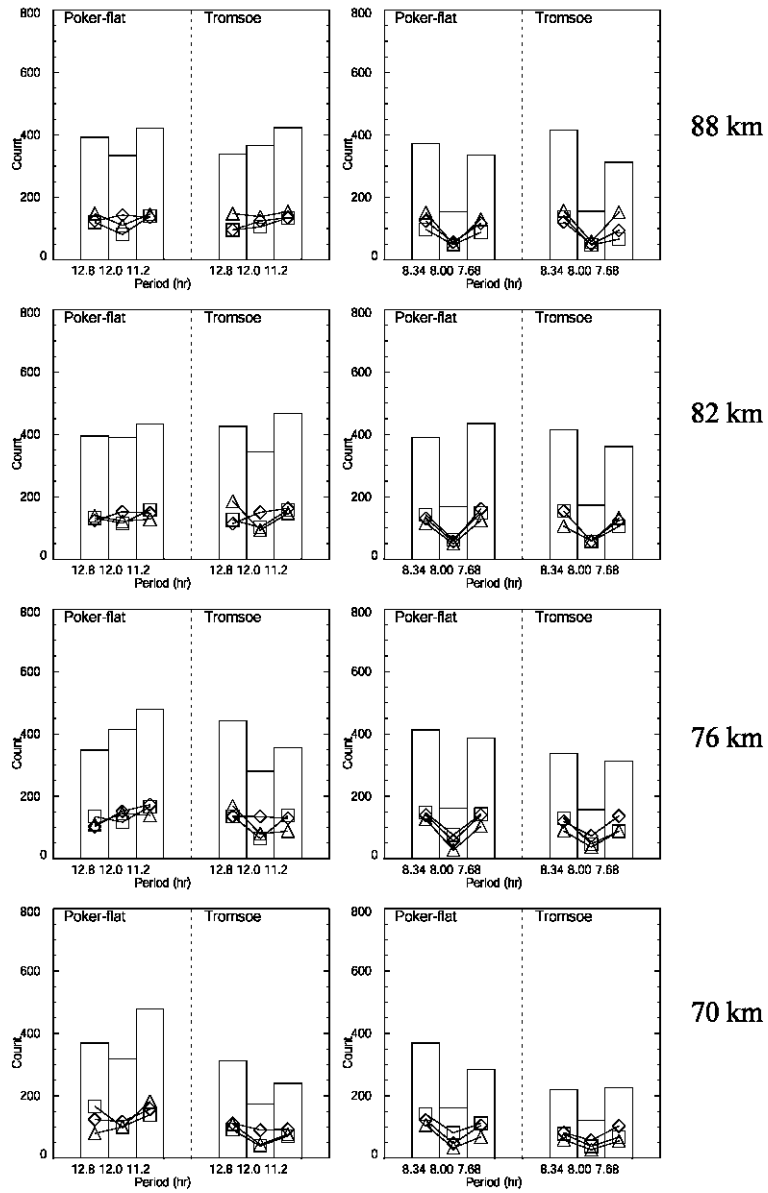


図 3-12 半日潮汐波（12.8、12.0、11.2 時間）と 8 時間潮汐波（8.34、8.00、7.68 時間）の東西成分の周期変動のヒストグラム。他は図 3-11 と同じ。

3.3 背景風

プラネタリー波や大気潮汐波の上方伝搬を議論するとき、背景風の情報は重要である。例えば、準2日波の場合、緯度70度付近での位相速度は西向き 40 m s^{-1} 程度と見積もられる。このとき西向き 40 m s^{-1} を超える平均場がある場合では、背景大気に吸収または反射され、波動は上方伝搬できない。また位相速度が速く、背景風の影響が小さいと考えられている半日潮汐波でも、その鉛直波長が変動する等の影響を受ける可能性がある。このように、背景風は大気波動を議論する上で非常に重要である。

ここでは背景風速度を次の様に求めた。各高度について、数分の分解能の風速データの1時間平均値を計算する。そしてそれを各月毎に1月分平均し、背景風速度とした。図3-13にトロムソ（黒）およびポーカーフラット（赤）それぞれについて、4年間に渡る南北平均風の時間変動を、4高度(70, 76, 82, 88 km)について示した。南北風の強度は通常、 10 m s^{-1} 以下である。高度70, 76, 82 kmでは、ポーカーフラットにおいて冬期に南向きに速度が増加し、 $10\text{-}20 \text{ m s}^{-1}$ 程度の平均風が観測されている。高度88 kmにおいても、同様の増加は見られるが、風速強度は 10 m s^{-1} には達しない。一方、高度70, 76, 82 kmにおいてトロムソでは、ほとんどすべての期間で北向き風になっている。そしてポーカーフラットで南向き風が増大する時には、トロムソでは北向き速度が増加する傾向が見られる。ポーカーフラットでは2-3月にかけて南向き風が北向き風に変わり、 10 m s^{-1} を超える風速強度になっている。特に2001年2-3月では全高度でこの北向き風が観測されている。トロムソでは2-3月では逆に南向きに転じる季節変化が高度82 km と 88 km で見られている。

図3-14にトロムソ（黒）およびポーカーフラット（赤）それぞれについての4年間における東西平均風の時間変動を、4つの高度で示した。南北風と異なり、東西風は数十 m s^{-1} の強度を持つ。トロムソ（黒）では、夏に西向き、冬に東向きになる顕著な季節変化が見られる。風速強度は、夏では最高値が約 40 m s^{-1} になるが、冬では約 30 m s^{-1} である。高度プロファイルは、夏では高度82 km 付近で極大、冬では高度70 km 付近が最大で、高度とともに風速は減少する傾向を示す（しかし風向きは変わらない）。毎年4月と9月付近で、平均風速がゼロになっている。

ポーカーフラットで観測された東西風（赤）は、トロムソとほぼ同じ季節変

化を示す。ただし、夏季における西向き風速に関しては、ポーカーフラットのほうが 20 m s^{-1} 程度大きい。また、南北風が両サイトで逆転していた 2000 年 10 月から 2001 年 2 月に注目すると、東向き速度の大小がちょうど逆転している。すなわちトロムソで北向き、ポーカーフラットで南向きに吹いているとき、東向き風の強度はトロムソの方が大きい。逆にポーカーフラットで北向きに吹いている時、東向き風の強度はポーカーフラットの方で大きくなっている。これは南北風に対してのコリオリ効果（北半球では、北向き風に対して東向きに働く）で定性的に説明できる。同様に、夏季においてトロムソの西向き風速がポーカーフラットと比較して弱いときには、トロムソでは北向き平均風になっており、ポーカーフラットではほとんどゼロか南向きになっている。したがって、夏季における風速強度の違いも南北風に働くコリオリ効果で定性的に説明できる。

Mean Wind North

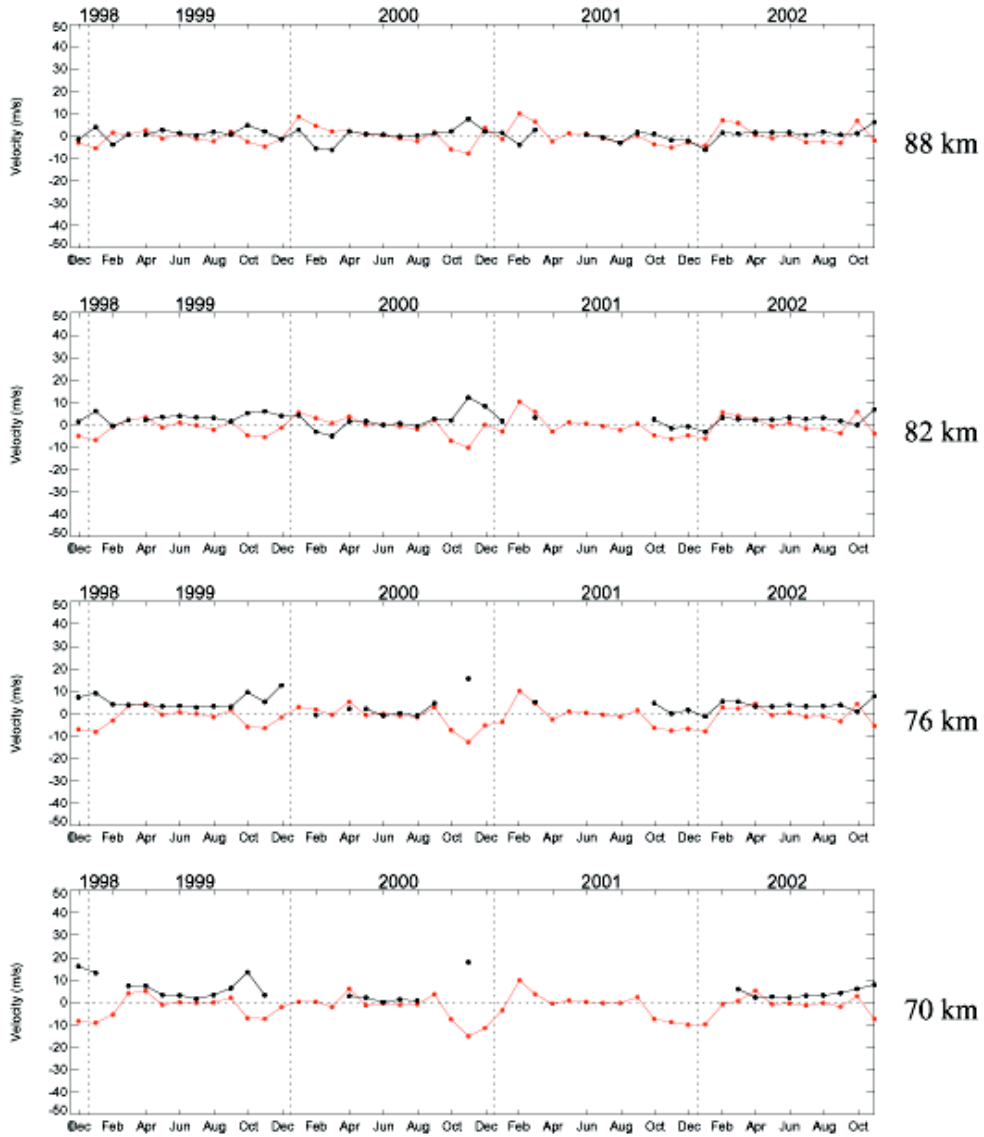


図 3-13 トロムソ（黒）およびポーカークラット（赤）における背景風（月平均風）の南北成分の時間変動。期間は1999年12月から2002年11月であり、高度は上から88 km, 82 km, 76 km, 70 km。

Mean Wind East

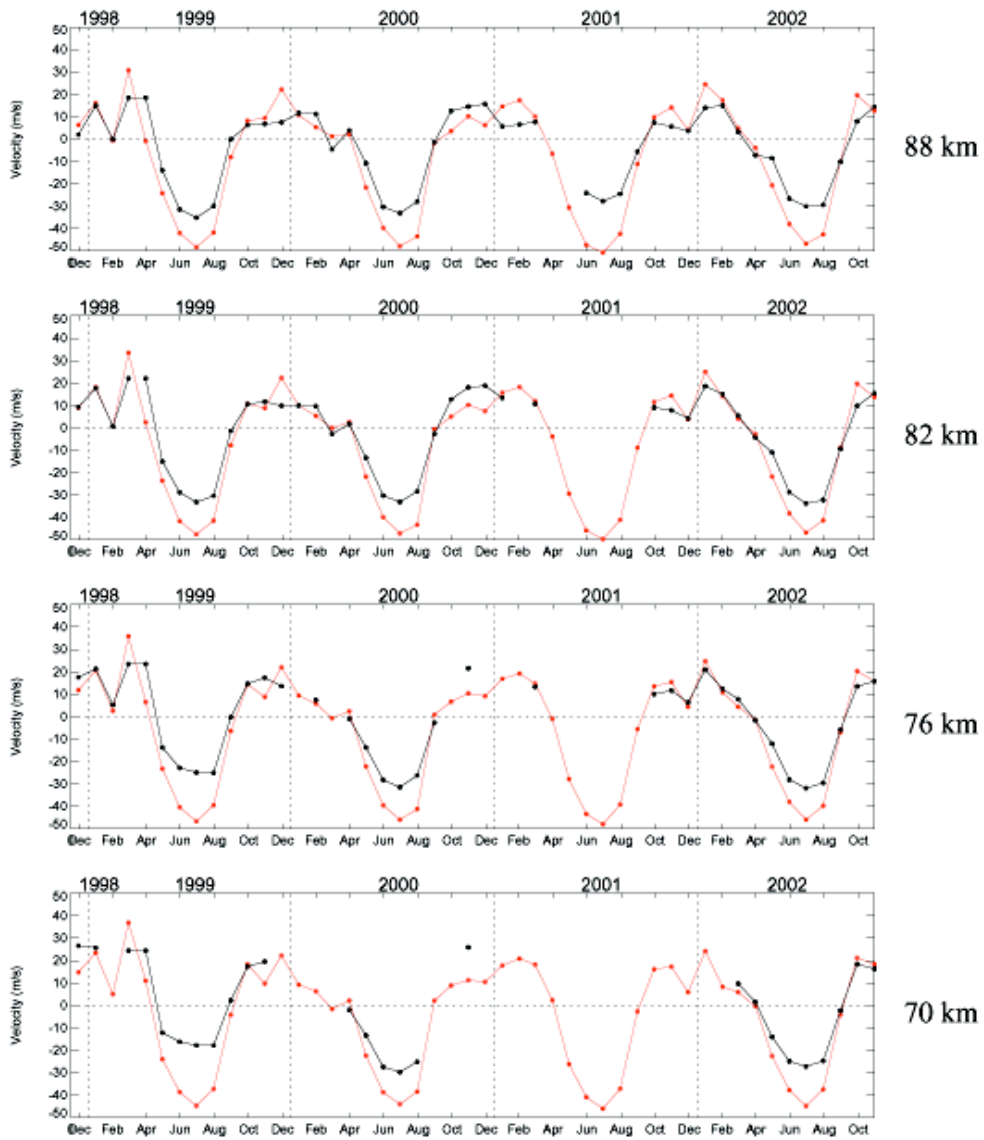


図 3-14 トロムソ（黒）およびポーカフラット（赤）における背景風（月平均風）の東西成分の時間変動。他は図 3-13 と同じ。

4. 考察

4.1. 極域中間圏における準2日波の東西波数

波の位相面が南北を向き、西向きの伝搬を仮定すれば、大気波動の東西波数 (m) は、両サイトでの位相差 ($\delta \phi$) および経度差 (L) を用いて、次のように表せられる。

$$m = \frac{\phi_{\text{ Poker Flat}} \pm n \cdot 360^\circ}{L} \quad (4.1)$$

ここで、 $\phi = \phi_{\text{ Tromsø}} - \phi_{\text{ Poker Flat}}$ 、 $\phi_{\text{ Tromsø}}$ 、 $\phi_{\text{ Poker Flat}}$ はそれぞれトロムソとポーカーフラットの準2日波の位相の値である。 L は 166.8 度であり、 n は整数である。先に示したようにロムスカーグル法で導出される関数型は $\cos(\omega t + \phi)$ で定義されているので、東西波数 m に対する位相差 ($\delta \phi_m$) は次のようになる。

$$\phi_m = m L \pm n \cdot 360^\circ \quad (4.2)$$

図4-1は、70, 76, 82, 88 km の4つの高度で、準2日波の南北成分について、横軸にポーカーフラットでの位相を、縦軸にトロムソでの位相をとった、スキヤッタプロットを示している。図中の点線、破線、一点破線、三点破線は、式(4.2)の $m=1,2,3,4$ にそれぞれ対応している。プロットするデータは以下の条件を満たすものにしていく。振幅が小さいと位相の値の不確実性が増す傾向にあるので、両サイトともに振幅が 7 m s^{-1} 以上の値をもったイベントを用いている。また、両サイトの準2日波の周期が一致しない場合は除外している。さらに、8日間のデータウィンドを2日ずつスライドさせて解析しているため、上記を満たすイベントが1つデータウィンドで複数回得られる場合がある。このようなケースを避けるため、互いに8日間以上離れているイベントのみを用いている。図中で、春・秋、夏、冬のデータはそれぞれ四角、三角、丸の白抜きで示している。両サイトで振幅が 10 m s^{-1} 以上の値を持つイベントについては、対応する記号を塗りつぶしている。

高度 88 km では、すべての冬のイベントが東西波数 2 または 4 付近に位置する。夏のイベントでは、1つのイベントだけが東西波数 3 付近にあり、他は東

西波数 2 または 4 の付近に見られる。ただし、夏のイベントは 82 km 以下の高度では存在していない。82 km と 76 km で、冬のほとんどのイベントが東西波数 2 または 4 付近に位置するが、東西波数 3 付近にも強いイベントが見られ、その分布は 88 km の分布と比べて分散する傾向にある。70 km では、分布は散らばり、東西波数に関して特に顕著な傾向はみられない。このことは、振幅が強いイベントに対しても言える。それゆえ高高度では、東西波数 2 または 4 の発生頻度は、東西波数 3 より多いと言えるが、70 km では、そのような特徴はない。春・秋の準 2 日波のイベントは、高度 82 km、76 km、70 km で見られるが、82 km のイベントの 1 つのみが東西波数 3 付近に位置するだけで、他のイベントでは東西波数の決定は難しい。極域中間圏で見られる準 2 日波が合ロスビー重力モード波で記述できるならば、東西波数は 3 であることが期待される。しかし、我々の観測結果では東西波数 2 ないし 4 のイベントが多く見つかっており、理論的な予想と矛盾している。

図 3-1、3-2 から、トロムソとポーカーフラット観測された準 2 日波の振幅は、非常によく似た季節変化を示している。準 2 日波の周期の分布 (図 3-3、3-4) もまた、両サイト間で類似の傾向が示す。これらの結果は、両サイトで見られた準 2 日波が *Salby [1981]* によって提案された混合ロスビー重力波説を支持しているように思える。振幅の東西および南北成分を比較すると、両者ほぼ等しい。この結果も前記の説を支持する。しかし、準 2 日波を混合ロスビー重力波として考えると、説明することが難しい結果も得られている。その 1 つは、振幅強度である。図 3-1、3-2 で示したように、ポーカーフラットとトロムソの振幅比は、0.5 と 2 の間で変動している。このことは、準 2 日波の振幅が局所的な力によって影響されていると考えられる。この振幅変動には、季節的变化は見られず、1 年を通し全高度で見られる。そのためこの変動が、夏季の中間圏ジェットの不安定性によるものと断定するのは難しい。結論としては、極域中間圏で見られる準 2 日波は、混合ロスビー重力波と言えるが、他のソース (波動間層相互作用等) の影響を受けていると言える。

Meridional Component (準二日波)

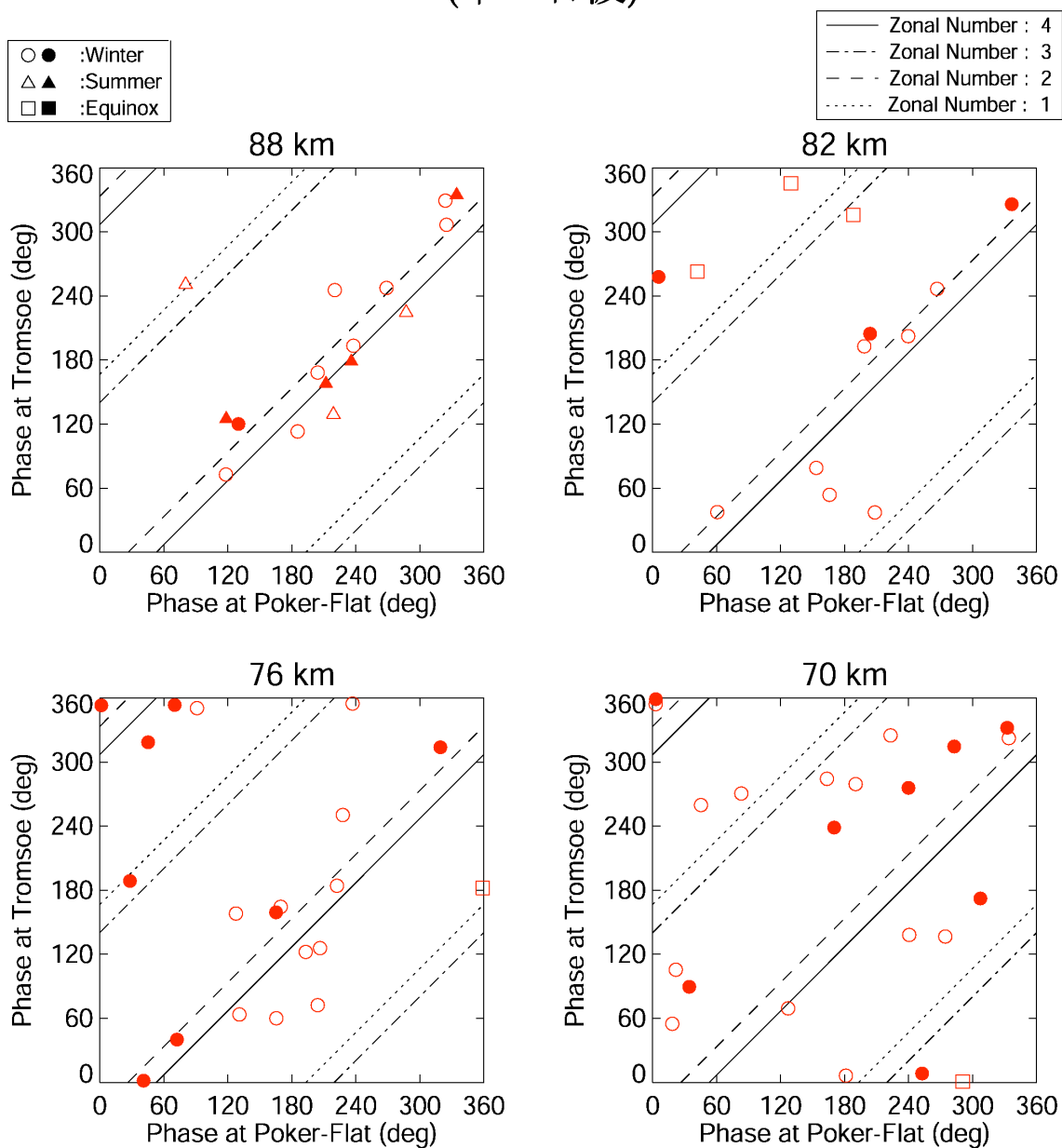


図4-1 ポーカーフラット、および Tromsø の4つの高度における、準2日波の南北成分の位相のスクアッタープロット。横軸、縦軸はそれぞれポーカーフラットおよび Tromsø における準2日波の位相(度)である。また点線、破線、一点破線、実線はそれぞれ東西波数1, 2, 3, 4を表している。

4.2. 極域中間圏における大気潮汐波の東西波数

中間圏における 1 日および半日大気潮汐波は、西向き伝搬性の通常モードで説明されると考えられている。そして 1 日潮汐波では東西波数は 1、半日潮汐波では東西波数は 2 と考えられている [例えば *Mitchell et al.*, 2002 参照]。しかしながら、極域中間圏・下部熱圏においては、モデルから計算された値と観測値の間で必ずしも良い一致は得られていない [例、*Mitchell et al.*, 2002; *Nozawa et al.*, 2001]。多くの場合はモデル計算の値が小さい。一つの解釈として、通常伝搬モード以外に、局所的に励起された非伝搬性モードが重畳することが挙げられる [*Murphy*, private communication, 2002]。この章では、トロムソとポーカーフラット MF レーダーで取得されたデータを用いて、両者の位相差から、1 日および半日大気潮汐波の東西波数を求め、波動の励起源について議論する。

4.2.1 1 日大気潮汐波の東西波数

中間圏における 1 日大気潮汐波の南北成分について、トロムソでの位相を縦軸、ポーカーフラットでの位相を横軸に取り、4 高度(70, 76, 82, 88 km)におけるスキッタープロットを図 4-2 に示した。季節間の差異を調べるため、春・秋 (四角)、冬 (丸)、夏 (三角) について記号を変えて示してある。振幅強度が 7 m s^{-1} を超えるデータのみを用い、さらに 12 m s^{-1} を超えるデータでは、対応する記号を塗りつぶしてある。ただし、両サイトではほぼ振幅強度が等しくなる (振幅比が 0.9-1.1) データのみを用いている。中間圏における 1 日大気潮汐波は、通常伝搬性モードの(1,1)モードが支配的と考えられている。また 1 日大気潮汐波は赤道付近で最も強く、緯度 60° 以北では弱くなる [例えば、*Forbes*, 1995 参照]。極域では非伝搬性の(1,-2)などのモードが混在することが考えられる。

図 4-2 より、高度 88 km では位相差はほぼ 180 度付近に分布が固まっていることが分かる。これは東西波数が 1 と解釈すれば、説明できる。高度 82 km では、高度 88 km の分布と比べ、やや散乱している。東西波数 2 付近にもいくつかのイベントが見られる。高度 76 km の分布も同様で、位相差にばらつきが多い。高度 70 km では、数個のイベント以外はほぼ位相差 180 度付近に分布している。以上まとめると、トロムソおよびポーカーフラットにてほぼ同程度の強

度のイベントに関して、多くの場合は東西波数が 1 と見積もることができる。しかしながら、例外もあり、これらはおそらく局所的な波動等の影響と考えられる。ここでは両サイトにおいて、強度がほぼ等しいものを用いているが、図 3.5 で示した通り、強度比は 0.5-2.0 の間を変動する。すなわち、東西波数が 1 以外の多くのイベントが存在している。これらのことは、極域中間圏における 1 日潮汐波の多くは、局所的な励起源をもつ波動が重畳していることを示唆している。

4.2.2 半日大気潮汐波の東西波数

中間圏における半日大気潮汐波について、トロムソでの位相を縦軸、ポーカークラットでの位相を横軸に取り、4 高度(70, 76, 82, 88 km)におけるスクエータープロットを図 4-3 に示した。季節間の差異を調べるため、春・秋(四角)、冬(丸)、夏(三角)について記号を変えて示してある。振幅強度が 7 m s^{-1} を超えるデータのみを用いて、さらに 12 m s^{-1} を超えるものは、対応する記号を塗りつぶしてある。半日大気潮汐波については、3.2 章で述べたように 12.0 時間周期だけでなく、12.8 と 11.2 時間周期のものも含めている。ここでは両サイトで同じ周期になったもののみを取り出し、用いている。また、両サイトではほぼ振幅強度が等しくなる(振幅比が 0.9-1.1)のもののみを用いている。中間圏における半日大気潮汐波は、通常伝搬性モードの(2,2),(2,4)モードなどが支配的と考えられている。例えば、中間圏の観測では、Tsuda *et al.* [1988b]は、大気波動の鉛直波長が夏季に長く、冬期に短くなることを示した。これは、夏季には(2, 2)モード、冬期には(2, 4)モードが卓越していると解釈できる。最近の南極における観測では、局所的な東西波数 1 の波動の存在が指摘されている[Murphy, private communication, 2002]。

図 4-3 では、高度 70 km, 76 km で位相差はほぼ 0 付近に分布しており、東西波数 2(ないし 4)が多いことを示している。高度 88 km 付近でも同様な分布が見られる。しかし高度 82 km では様相が異なっている。特にトロムソで観測された位相がほぼ $180\text{-}240^\circ$ 度付近に集中している。

図 4-3 では両サイトでほぼ振幅強度が等しくなるもののみを図示している。強度比の制限をはずして調べてみると、東西波数 2 のイベントが最も多いが、それ以外の例えば東西波数 1 と考えられるイベントやその中間なども数多く見

られる。これらのことより、我々の観測結果から、極域中間圏で観測される半日大気潮汐波は、基本的には東西波数 2 のモードが主であるが、局所的に励起された東西波数 1 の大気波動が重畳していることが指摘できる。

4.2.3 8 時間大気潮汐波の東西波数

8 時間大気潮汐波について、トロムソでの位相を縦軸、ポーカークラットでの位相を横軸に取り、4 高度(70, 76, 82, 88 km)におけるスキッタープロットを図 4-4 に示した。季節間の差異を調べるため、春・秋(四角)、冬(丸)、夏(三角)について記号を変えて示してある。振幅強度が 7 m s^{-1} を超えるデータのみを用いて、さらに 10 m s^{-1} を超えるものは、対応する記号を塗りつぶしてある。8 時間大気潮汐波については、3.2 章で述べたように 8.0 時間周期だけでなく、8.3 と 7.7 時間周期のものも含めている。ここでは両サイトで同じ周期になったもののみを取り出し、用いている。また、両サイトでほぼ振幅強度が等しくなる(振幅比が 0.9-1.1)のもののみを用いている。

極域中間圏における 8 時間大気潮汐波の研究は少ない。本研究のように 2 つのレーダーを用いて位相差を調べた研究はないと思われる。図 4.4 より、高度 88 km で東西波数が定まりそうなイベントが多いことが分かる。ただし、その波数として 1,3 グループ、2,4 グループどちらが有為ということとは言えない。高度 82 km では東西波数の決定は難しくなる。高度 76 km, 70 km ではイベント数が激減し、はっきりしたことは言えない。まとめると、高度 88 km で観測される 8 時間大気潮汐波は、東西波数が決まるイベントが多く見つかる。しかし、奇数ないし偶数の東西波数のイベントが多い傾向はない。それ以外の高度では、東西波数の決定は難しく、さらなる研究が必要である。

Meridional Component (1日潮汐波)

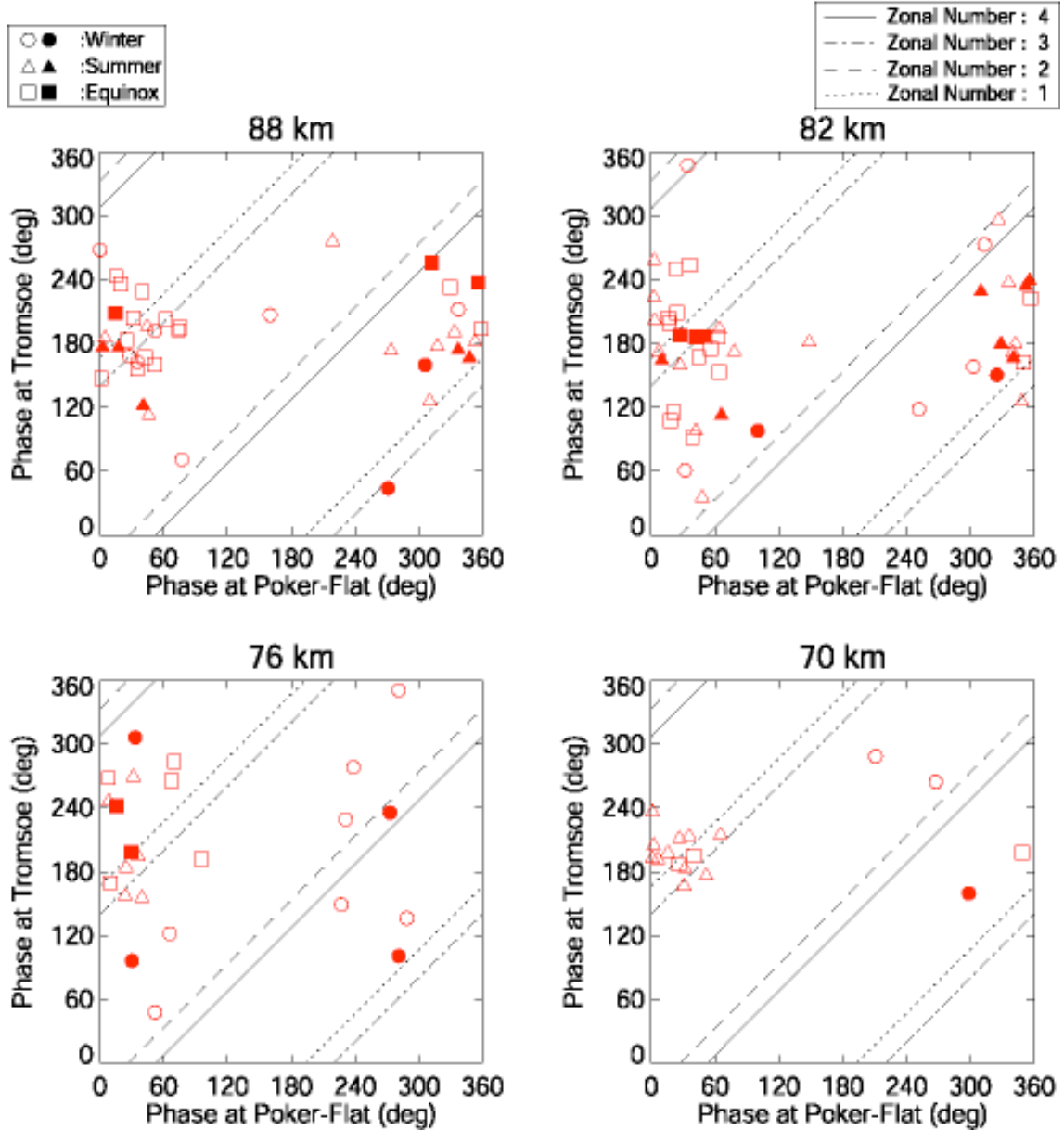


図 4-2 ポーカーフラット、および Tromsø の 4 つの高度における、1 日潮汐波の位相のスクエッタープロット。他は図 4-1 と同じ。

Meridional Component (半日大気潮汐波)

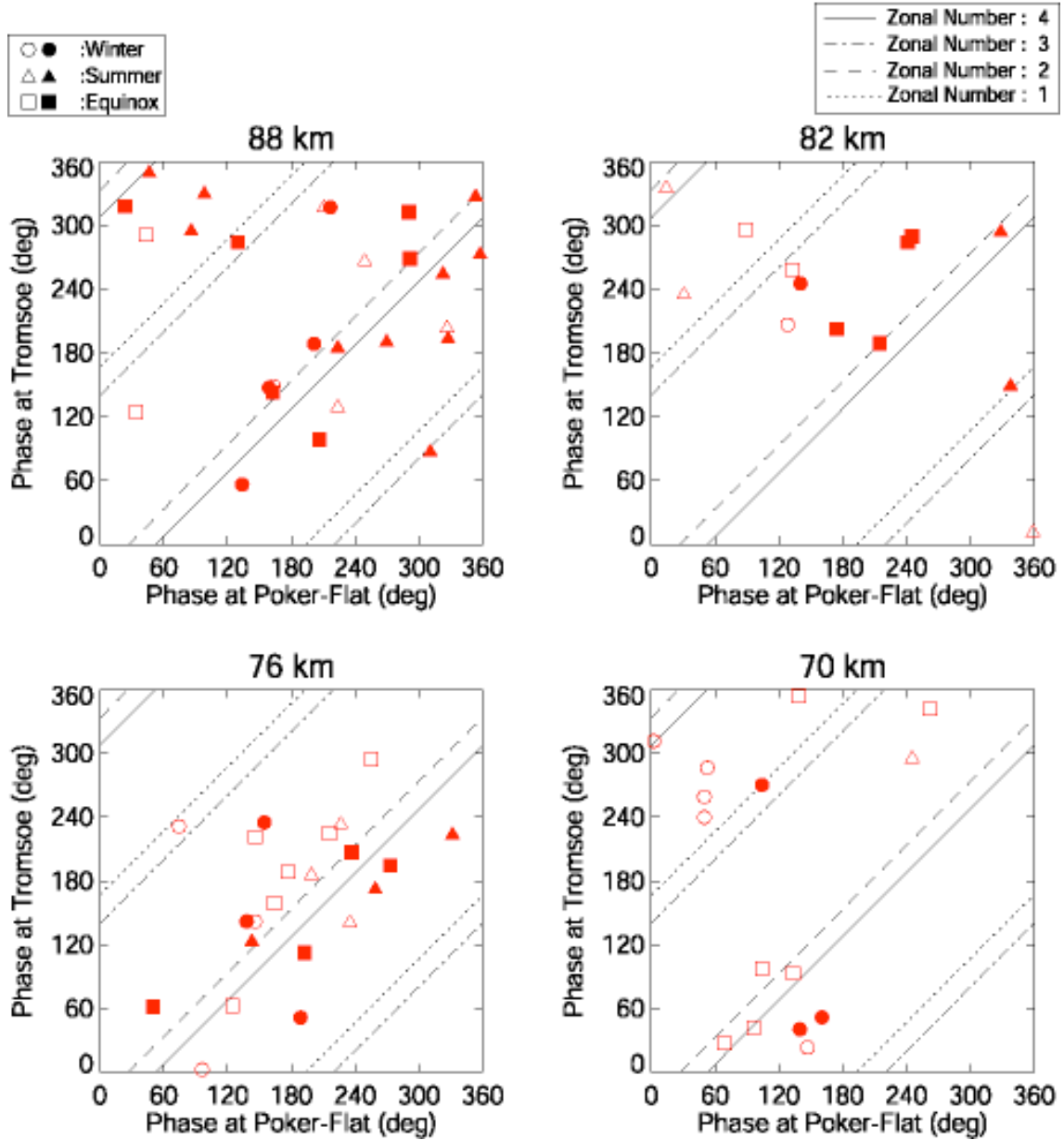


図 4-3 ポーカーフラット、および Tromsø の 4 つの高度における、半日潮汐波の位相のスキッタープロット。他は図 4-1 と同じ。

Meridional Component (8時間潮汐波)

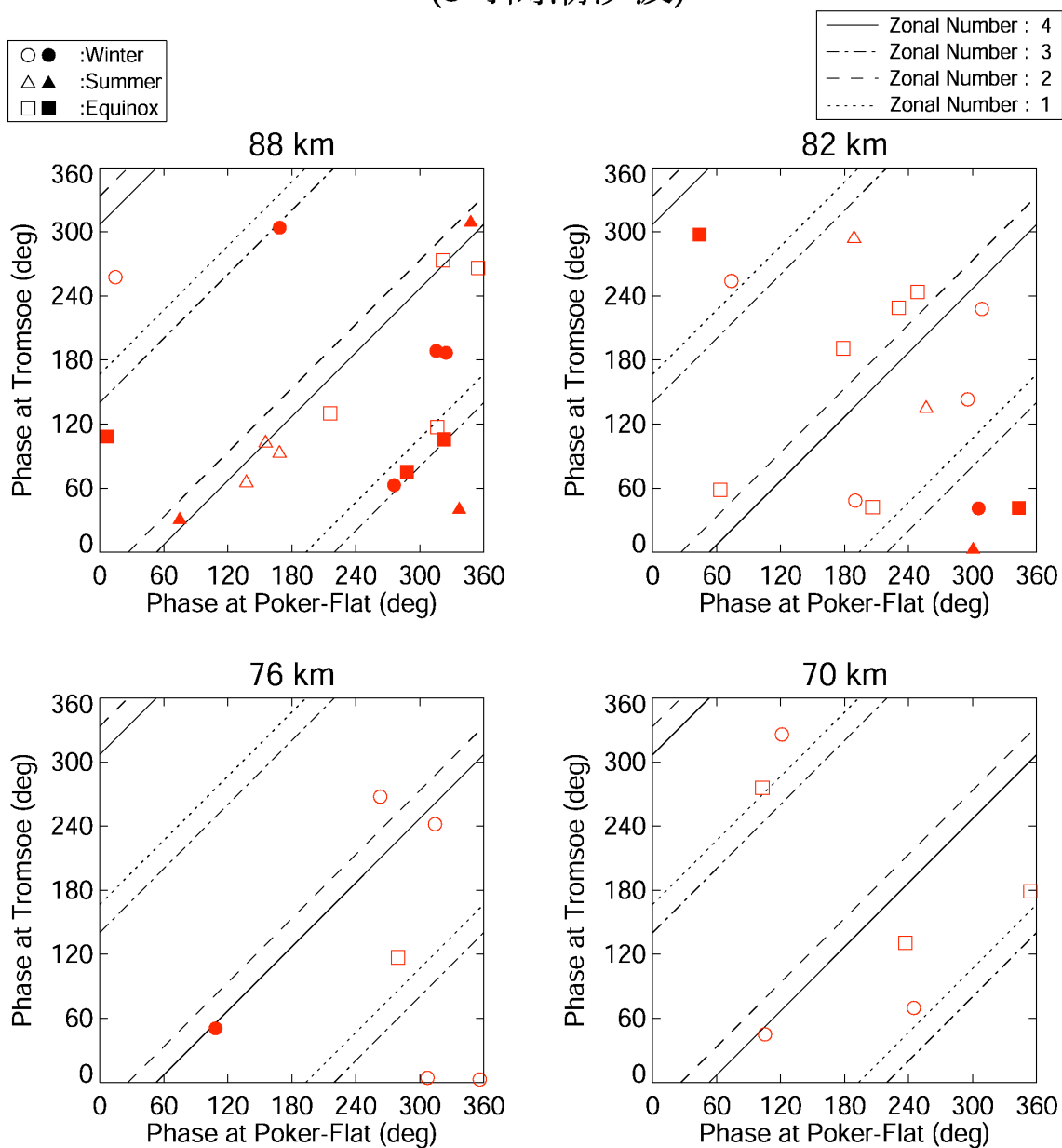


図 4-4 ポーカーフラット、および Tromsø の 4 つの高度における、8 時間潮汐波の位相のスキッタープロット。他は図 4-1 と同じ。

5. まとめと今後の課題

5.1. まとめ

本研究ではトロムソとポーカーフラットにある MF レーダーを用いて、1998 年 11 月 25 日から 2002 年 11 月 25 日までの 4 年間を通して、極域中間圏（高度 70 ~ 91 km）における準 2 日波、大気潮汐波（1 日大気潮汐波、半日大気潮汐波及び 8 時間（1 / 3 日）大気潮汐波）、および背景風の季節変化、高度変化等について報告した。異なる経度でかつほぼ同緯度に位置するレーダーにて観測された準 2 日波、大気潮汐波、背景風を比較することにより、これらの大気波動や背景風の理解を深めた。

準 2 日波に関して結果は、主に以下のようにまとめられる。

- (1) トロムソとポーカーフラットで観測された準二日波の振幅強度の季節変化は両サイトともに同じ傾向を示し、東西、南北成分ともに冬至付近で最大、夏至付近で最小であった。
- (2) 準 2 日波の振幅は 4–10 日間で変動する短周期変動がトロムソとポーカーフラットの両方でみられた。しかし、両者の振幅の比は 0.5–2.0 の間を主に振動し、両者の振幅変動は必ずしも同期していない。またこの振動は全高度(70, 76, 82, 88 km) において存在するが、季節依存性はみられなかった。
- (3) 準 2 日波の周期について、両サイトで東西、南北成分ともに 48.0 時間と 51.2 時間の周期より 45.2 時間と 54.9 時間の周期の方が、発生頻度が高かった。春・秋、夏、冬の 3 つに分けた場合、夏の低高度（70, 76 km）では準 2 日波ほとんど見られないが、高い高度（82, 88 km）では他の季節と同程度の分布であった。
- (4) 東西波数を求めると、3 高度(76, 82, 88 km)で、波数 4 のイベントが多く、観測された。
- (5) これらのことより、極域中間圏で観測される準 2 日波は、基本的には混合ロスビー重力モード波と考えられるが、局所的な力の影響を受けていることが示唆される。

大気潮汐波に関しては以下のようにまとめられる。

- (6) 1日潮汐波に関して、振幅は高度 70, 76 km では冬期に強く、夏期に弱くなり、高度 88 km では逆に冬期よりも夏期の方が強かった。また、両サイトを比較すると、夏の高度 70 km においてはポーカーフラットの方がトロムソより振幅強度が強いが、冬にはそのような傾向が見られなかった。
- (7) 半日大気潮汐波、8時間大気潮汐波の振幅の季節変化に関しては、両サイトで同様の傾向がみられ、振幅の強度比は 1.0–1.2 程度であり、系統的にどちらの強度が強い傾向はなかった。
- (8) いずれの大気潮汐波も、季節変動に加え短時間周期の振動がみられた。これは、大気潮汐波が全球的な波動に加え、局所的な波動及び、他の周期の波動との相互作用の影響を示唆している。

背景風に関しては次のようにまとめられる。

- (9) 高度 70、76、82 km における南北平均風について、ポーカーフラットでは冬期に南向き、トロムソでは北向きの風であり、大きさ $10 - 20 \text{ m s}^{-1}$ である。夏においては、トロムソでは主に 10 m s^{-1} 以下で北向きに吹いているが、ポーカーフラットではほぼゼロである。
- (10) 東西平均風に関してトロムソ、ポーカーフラットともに夏に西向き、冬に東向きになる。最大値は、トロムソでは夏は 30 m s^{-1} 冬 20 m s^{-1} であり、ポーカーフラットでは夏 50 m s^{-1} 、冬 20 m s^{-1} であった。冬期においては、ほぼ等しい強度を持つが、夏季においては、ポーカーフラットで観測される西向き平均風が、トロムソより約 20 m s^{-1} 大きかった。これは、南北風に働くコリオリ力の減速効果として定性的に説明できる。

5.2. 今後の課題

トロムソとポーカーフラットで観測された準二日波の東西波数は多くの場合、2 あるいは 4 が支配的であった。しかし、トロムソとポーカーフラットは経度にして 166.7° 離れているため、東西波数が 2 か 4 かを同定することはできない。これを確かめるには、同経度で 2 つのサイトがより近い場所にあるか、

3 つ以上のサイトが必要である。また、準二日波や大気潮汐波緯度方向の構造を知ることによって、大気波動の二次元構造を知ることができる。そして両サイトで観測された準二日波と大気潮汐波の振幅の比が全高度で季節に依存性を持たずに振動していることから、平均風との相互作用、あるいは波動間での相互作用が示唆される。これらを解明することは、極域中間圏における準二日波や大気潮汐波様相を理解するために重要である。さらに準二日波や大気潮汐波が下部熱圏に伝搬しているかを定性的かつ定量的に評価するために、EISCATレーダーとの同時観測データが必要である。最後にプラネタリー波の他の周期（5 日波、8 日波、16 日波）についてもその特性を調べることにより、各種大気波動が下部熱圏ダイナミクスの中でどのような影響を与えているかを明らかにする。

6. 参考文献

Beard, A. G., N. J. Mitchell, P. J. S. Williams, and M. Kunitake, Non-linear interactions between tides and planetary waves resulting in periodic tidal variability, *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.*, *61*, 363-376, 1999.

Briggs, B. H., The analysis of spaced sensor records by correlation techniques, *Handb. MAP*, *13*, 166-186, 1984.

Forbes, J. M., Tidal and Planetary Waves, *The Upper Mesosphere and Lower Thermosphere: A Review of Experiment and Theory in Geophysical Monograph*, *87*, ed. R. M. Johnson and T. L. Killeen, pp. 67-87, 1995.

Hagan, M. E., J. M. Forbes, and F. Vial, Numerical Investigation of the Propagation of the Quasi-Two-Day Wave Into the Lower Thermosphere, *J. Geophys. Res.*, *98*, 23,193-23,205, 1993.

Hocke, K., Phase estimation with the Lomb-Scargle periodogram method, *Ann. Geophysicae*, *16*, 356-358, 1998.

Husskønen, A., Viridi, T. S., Jones, G. O. L. and Williams, P. J. S., Observations of day-to-day variability in the meridional semi-diurnal tide at 70°N, *Ann. Geophys.*, *9*, 407-415, 1991.

松野太郎, 島崎達夫, 大気科学講座 3, 成層圏と中間圏の大気, 東京大学出版会, 1981.

Meek, C. E., A. H. Manson, S. J. Franke, W. Singer, P. Hoffmann, R. R. Clark, T. Tsuda, T. Nakamura, M. Tsutsumi, M. Hagan, D. C. Fritts, J. Isler, and Yu. I. Portnyagin, Global study of northern hemisphere quasi-2day wave events in recent summers near 90 km altitude, *J. Atmos. Terr. Phys.*, *58*, 1401-1411, 1996.

Meek, C. E., An efficient method for analyzing ionospheric drifts data, *J. Atmos. Terr. Phys.*, *42*, 835-839, 1980.

Mitchell, N. J., D. Pancheva, and H. R. Middleton, M. E. Hagan, Mean winds and tides in the Arctic mesosphere and lower thermosphere, *J. Geophys. Res.*, *107*, 10.1029/2001JA900127, 2002.

Nozawa, S. and A. Brekke, A case study of the auroral *E* region neutral wind on a quiet summer day: Comparison of three methods of the EISCAT UHF radar for deriving the *E* region wind, *Radio Science*, *35*, 845-863, 2000.

Nozawa, S., A. Brekke, A. Manson, C. Hall, C. Meek, K. Morise, S. Oyama, K. Dobashi, and R. Fujii, A comparison study of the auroral *E* region neutral winds derives by the EISCAT UHF radar and the Tromsø MF radar, *J. Geophys. Res.*, *107*,

10.1029/2000JA007581, 2002.

Nozawa, S., S. Imaida, A. Brekke, C. M. Hall, A. Manson, C. Meek, S. Oyama, K. Dobashi, and R. Fujii, The quasi 2-day wave observed in the polar mesosphere, accepted to *J. Geophys. Res.*, 2002.

Nozawa, S., H.-L. Liu, A.D. Richmond, and R. Roble, Comparison of the auroral *E* region neutral winds derived with the European Incoherent Scatter radar and predicted by the National Center for Atmospheric Research Thermosphere-Ionosphere-Mesosphere-Electrodynamics general circulation model, *J. Geophys. Res.*, *106*, 24,691-24,700, 2001.

岡本 謙一 編著, ウェーブサミット講座 地球環境計測, オーム社, 1999.

Palo, S. E., R. G. Roble, and M. E. Hagan, Middle atmosphere effects of the quasi-two-day wave determined from a General Circulation Model, *Earth Planets Space*, *51*, 629-647, 1999.

Press, W. H., S. A. Teukolsky, W. T. Vetterling, and B. P. Flannery, *Numerical Recipes in Fortran*, Cambridge Univ. Press, 569-577, 1992.

Raid, I. M., On the measurement of gravity waves, tides and mean winds in the low and middle latitude mesosphere and thermosphere with MF radar, *Adv. Space Res.*, *18*, (3)131-(3)140, 1996.

Rodgers, C. D., and A. J. Prata, Evidence for a traveling two-day wave in the middle atmosphere, *JGR*, *86*, 9661-9664, 1981.

Salby, M. L., The 2-day wave in the middle atmosphere: Observations and theory, *J. Geophys. Res.*, *86*, 9654-9660, 1981.

Tsuda, T., S. Kato, and R. A. Vincent, Long period wind oscillations observed by the Kyoto meteor radar and comparison of the quasi-2 day wave with Adelaide HF radar observations, *J. Atmos. Terr. Phys.*, *50*, 225-230, 1988a.

Tsuda, T., S. Kato, and C. E. Meek, Characteristics of semidiurnal tides observed by the Kyoto meteor radar and Saskatoon medium-frequency radar, *J. Geophys. Res.*, *93*, 7027-7036, 1988b.

van Eyken, A. P., P. J. S. Williams, S. C. Buchert and M. Kunitake, First measurements of tidal modes in the lower thermosphere by the EISCAT Svalbard Radar, *Geophys. Res. Lett.*, *27*, 931-934, 2000.

Wu, Q., T. L. Killeen, D. McEwen, S. C. Solomon, W. Guo, G. G. Sivjee, and J. M. Reeves, Observation of the mesospheric and lower thermospheric 10-hour wave in the northern polar region, *J. Geophys. Res.*, *107*, 10.1029/2001JA000192, 2002.

Zhou, Q. H., M. P. Sulzer, and C. A. Tepley, An analysis of tidal and planetary waves in the neutral winds and temperature observed at low-latitude *E* region heights, *J. Geophys. Res.*, *102*, 11,491-11,505, 1997.

謝辞

本研究で使用したトロムソ MF レーダーは、サスカチュアン大学、トロムソ大学、名古屋大学の3大学の国際共同のもとに運営されており、その運営にかかわるすべての人に感謝致します。また、アラスカのポーカーフラット MF レーダーは通信総合研究所によって運営されており、データを提供して下さいました村山泰啓博士、大山伸一郎氏に深く感謝致します。

当研究所の藤井良一助教授には、研究姿勢や物理に対する考え方など多くの助言を頂きました。厚くお礼を申し上げます。

また、本論文の執筆にあたり、大変多くの仲間に助けられました。当研究所の先輩である足立和寛さんには、プログラムなど研究を進める上で大変多くの助力をして頂きました。玉川貴文さん、隅山智子さんには研究する上で相談に乗って頂き、また同級生として数多くの刺激を受けました。また、後輩である田中雄一郎さん、富田修平さんには文書更正等、夜遅くまで御協力頂きました。

最後に、指導教官である野澤悟徳助教授には研究に対する考え方、姿勢等すべての面で御指導頂き、そして多くの時間を割いて頂きました。大変お世話になりました。心より感謝致します。