

熱圏大気と電離圏プラズマの
相互作用

Interaction between
atmosphere and plasma in the
middle and low latitude
thermosphere

近藤 奨

Kondo Tsutomu

北海道大学理学部地球科学科
惑星物理学研究室

Division of Earth Sciences,
Department of Science, Hokkaido University.
Planetary Physics Laboratory.

2009/01/30

要旨

地球の熱圏大気と電離圏プラズマは相互作用している．それは主に熱圏領域に吹いている中性風がプラズマに作用し電離圏の構造を変化させるというものであった．しかし，近年打ち上げられた CHAMP 衛星による測定から熱圏大気と電離圏プラズマの新たな相互作用が Liu et al. [2005] により示唆された．

Liu et al. [2005] では CHAMP 衛星に搭載された高性能な加速度計を用いて中性大気の質量密度を全球にわたり測定した．そこで中性大気密度の分布が電子密度の分布とよく似ているという特徴を発見した．中性大気密度は 10 MLT - 20 MLT において磁気赤道の両側で密度の極大をとり，磁気赤道で極小をとる．一方電子密度は 10 MLT - 01 MLT にかけてそのような構造が見られた．熱圏大気については経験モデルとして MSIS90 モデルが広く使用されているが，Liu et al. [2005] で発見されたこの二つ山の構造は再現できていない．中性大気密度がこのような構造となるメカニズムは現在も解明されてはいない．

また，今回 DE-2 衛星のデータ解析によって，プラズマが中性大気に影響を与える別な形の相互作用が発見された．それは，熱圏の領域全体に吹いている東西方向の中性風がすべての時間において磁気緯度に依存した分布をしているというものだ．東西風は高度が高くなるにつれ速度が大きくなるが，磁気緯度に依存した構造は変化しない．他のパラメータを解析することにより，東西方向のプラズマドリフトと，プラズマ密度に東西方向の中性風と同じような分布が見られた．よって，少なくともこれら二つのパラメータは東西風に何らかの影響を与えているようである．しかし，今回の解析から東西風が磁気緯度に依存した分布となるメカニズムを考察するのは難しい．そのため，さらに細かな解析を行い，ある高度，緯度，時間におけるパラメータの値の変化，またパラメータ間の比較を行う必要がある．

目次

1	はじめに	11
2	熱圏	12
2.1	熱圏の構造	12
2.2	熱圏大気の熱構造	13
2.3	熱圏大気の運動	14
2.3.1	拡散	14
2.3.2	中性風	15
3	電離圏	17
3.1	太陽放射による電離	17
3.2	電離圏の構造	20
3.3	光化学反応	22
3.4	電離大気の運動	22
3.4.1	プラズマの拡散	22
3.4.2	電離圏ダイナモ	24
4	熱圏大気と電離圏プラズマの相互作用	27
4.1	CHAMP 衛星	27
4.2	中性大気密度の推定	27

4.3	中性大気密度分布	29
4.3.1	低中緯度における大気密度分布	29
4.3.2	高緯度における大気密度分布	30
4.4	大気プラズマ相互作用	34
4.4.1	低中緯度における相互作用	34
4.4.2	高緯度における相互作用	34
5	衛星による熱圏大気・プラズマ観測	37
5.1	Dynamic Explorer 2 衛星	37
5.2	DE-2 衛星の WATS のデータ解析	37
5.2.1	東西風の日変化	37
5.2.2	東西風の低中緯度の分布	39
5.2.3	Kp による変化	45
5.2.4	F10.7 による変化	48
5.2.5	中性大気温度の分布	50
5.2.6	中性粒子の数密度分布	54
5.3	DE-2 衛星の RPA のデータ解析	62
5.3.1	東西ドリフト分布	62
5.3.2	南北ドリフト分布	68
5.3.3	鉛直ドリフト分布	74
5.3.4	イオン温度分布	80
5.4	DE-2 衛星の LANG のデータ解析	86

熱圏大気と電離圏プラズマの相互作用	目次	5
5.4.1 電子温度分布		86
5.4.2 プラズマ密度分布		93
6 考察		99
まとめ		101
謝辞		102
参考文献		103

目 次

1	上層大気の気温，気圧，大気密度，平均分子量の標準的な高度分布．(福西，国分，松浦，1983)	12
2	太陽活動が極大と極小において，昼間と夜間における電子密度の高度分布．(Asgeir Brekke，1997)	21
3	中性大気とイオン・電子密度の高度分布．(Johnson，1969)	21
4	a) イオンと電子の衝突振動数とジャイロ周波数の高度分布．b) a) から推測されたイオンと電子の移動係数， $k_i = \Omega_i/\nu_{in}$ $k_e = \Omega_e/\nu_{en}$ ，の高度分布 (Asgeir Brekke，1997)	25
5	Frountain Effect の概念図．(Asgeir Brekke，1997)	26
6	CHAMP 衛星の写真．(http://www.gfz-potsdam.de/news/foto/champ/)	28
7	地磁気緯度と磁気地方時で表された熱圏大気密度分布．単位は 10^{-12} kmm^{-3} である．(a)，(c) は $K_p=0..2$ ， $K_p=3..4$ における CHAMP 衛星から測定された密度分布 (b)，(d) は $K_p=0..2$ ， $K_p=3..4$ における MSIS90 モデルから測定された密度分布．[Liu et al., 2005]	31
8	静かな場における CHAMP 衛星による低中緯度電子密度分布．10MLT-01MLT にかけて，磁気赤道で極小をとり，その両側で極大を取る構造が示されている．このような分布となることを”Frountain Effect” もしくは，”Equatorial Ionization anomaly” という．[Liu et al., 2005] . . .	32
9	静かな場での，14 MLT と 15 MLT における中性大気密度，電子密度の緯度変化．中性大気密度は CHAMP 衛星と MSIS90 モデルで測定した密度を示す．[Liu et al., 2005]	32
10	両極の極域における熱圏大気密度分布．a は地磁気が静かな場，b が地磁気が穏やかな場を表し，上側が北半球，下側が南半球である．[Liu et al., 2005]	33

11	北極付近における中性大気密度と電離圏に流れる電流の概念図．図は上から，中性大気密度，ホール電流，沿磁力線電流，より小さいスケールで表した沿磁力線電流，を表す．[Lühr et al., 2006]	36
12	磁気赤道上における，高度で分けた東西風の日変化．+ は高度 200 km - 400 km での，× は高度 400 km - 600 km での各 MLT における平均風速．緑色 (高度 200 km - 400 km) とピンク色 (高度 400 km - 600 km) の線は高度ごとのそれぞれの点を平滑化して引いた線である．	38
13	高度 200-300km と高度 300-400km における低中緯度における東西風の日変化	40
14	高度 200-300km と高度 300-400km における低中緯度における東西風の日変化	41
15	00 MLT - 04 MLT と 04 MLT - 08 MLT での東西風の分布	42
16	08 MLT - 12 MLT と 12 MLT - 16 MLT での東西風の分布	43
17	16 MLT - 20 MLT と 20 MLT - 24 MLT での東西風の分布	44
18	1981 年 8 月から 1983 年 2 月までの Kp 指数の分布	45
19	16 MLT - 04 MLT での地磁気が静かな時と穏やかな時における東西風	46
20	16 MLT - 04 MLT での地磁気が強い時における東西風	47
21	1981 年 8 月から 1983 年 2 月までの F10.7 の分布	48
22	F10.7 が 160 より大きい時と小さい時における 16 MLT - 04 MLT の東西風分布	49
23	00 MLT - 04 MLT と 04 MLT - 08 MLT での中性大気の温度分布	51
24	08 MLT - 12 MLT と 12 MLT - 16 MLT での中性大気の温度分布	52
25	16 MLT - 20 MLT と 20 MLT - 24 MLT での中性大気の温度分布	53
26	高度 200 km - 300 km と 300 km - 400 km での中性大気の温度分布	55

27	高度 400 km - 500 km と 500 km - 600 km での中性大気の温度分布 . . .	56
28	00 MLT - 04 MLT と 04 MLT - 08 MLT での中性粒子の数密度分布 . . .	57
29	08 MLT - 12 MLT と 12 MLT - 16 MLT での中性粒子の数密度分布 . . .	58
30	16 MLT - 20 MLT と 20 MLT - 24 MLT での中性粒子の数密度分布 . . .	59
31	高度 200 km - 300 km と高度 300 km - 400 km での中性粒子の数密度 分布	60
32	高度 400 km - 500 km と高度 500 km - 600 km での中性粒子の数密度 分布	61
33	00 MLT - 04 MLT と 04 MLT - 08 MLT での東西方向のプラズマドリ フト	63
34	08 MLT - 12 MLT と 12 MLT - 16 MLT での東西方向のプラズマドリ フト	64
35	16 MLT - 20 MLT と 20 MLT - 24 MLT での東西方向のプラズマドリ フト	65
36	高度 200 km - 300 km と 300 km - 400 km での東西方向のプラズマド リフト	66
37	高度 400 km - 500 km と 500 km - 600 km での東西方向のプラズマド リフト	67
38	00 MLT - 04 MLT と 04 MLT - 08 MLT での南北方向のプラズマドリ フト	69
39	08 MLT - 12 MLT と 12 MLT - 16 MLT での南北方向のプラズマドリ フト	70
40	16 MLT - 20 MLT と 20 MLT - 24 MLT での南北方向のプラズマドリ フト	71

41	高度 200 km - 300 km と 300 km - 400 km での南北方向のプラズマドリフト	72
42	高度 400 km - 500 km と 500 km - 600 km での南北方向のプラズマドリフト	73
43	00 MLT - 04 MLT と 04 MLT - 08 MLT での鉛直方向のプラズマドリフト	75
44	08 MLT - 12 MLT と 12 MLT - 16 MLT での鉛直方向のプラズマドリフト	76
45	16 MLT - 20 MLT と 20 MLT - 24 MLT での鉛直方向のプラズマドリフト	77
46	高度 200 km - 300 km と 300 km - 400 km での鉛直方向のプラズマドリフト	78
47	高度 400 km - 500 km と 500 km - 600 km での鉛直方向のプラズマドリフト	79
48	00 MLT- 04 MLT と 04 MLT- 08 MLT におけるイオン温度	81
49	08 MLT- 12 MLT と 12 MLT- 16 MLT におけるイオン温度	82
50	16 MLT- 20 MLT と 20 MLT- 24 MLT におけるイオン温度	83
51	高度 200 km - 300 km と 300 km - 400 km でのイオン温度の日変化	84
52	高度 400 km - 500 km と 500 km - 600 km でのイオン温度の日変化	85
53	00 MLT- 04 MLT と 04 MLT- 08 MLT における電子温度	88
54	08 MLT- 12 MLT と 12 MLT- 16 MLT における電子温度	89
55	16 MLT- 20 MLT と 20 MLT- 24 MLT における電子温度	90
56	高度 200 km- 300 km と 300 km- 400 km での電子温度の日変化	91
57	高度 400 km- 500 km と 500 km- 600 km での電子温度の日変化	92

58	00 MLT- 04 MLT と 04 MLT- 08 MLT におけるプラズマ密度分布 . . .	94
59	08 MLT- 12 MLT と 12 MLT- 16 MLT におけるプラズマ密度分布 . . .	95
60	16 MLT- 20 MLT と 20 MLT- 24 MLT におけるプラズマ密度分布 . . .	96
61	高度 200 km - 300 km と 300 km - 400 km でのプラズマ密度の日変化	97
62	高度 400 km - 500 km と 500 km - 600 km でのプラズマ密度の日変化	98
63	CHAMP 衛星により推定された, $K_p = 0..2$, 21 MLT - 01 MLT , "Dec.Soltice" の期間の東西風分布 . (Liu et al., CPEA Symposium 2007)	100

1 はじめに

地球の超高層大気，とりわけ電離圏や熱圏といった領域においては過去から様々な手法で観測が行われている．1960年代初期以降において衛星のドラッグ技術を用いた熱圏の大気密度の測定が行われた．しかしながら，初期の衛星のドラッグによる測定は空間的，時間的な分解能がよくなかったため苦しい結果となっている．その後，CASTORD衛星は緯度 $\pm 30^\circ$ 以内の密度を測定し，KH-9衛星は 1030 LT- 2230 LT の低高度の大気 (170 km - 240 km) の密度を測定した．また，DE-2衛星は酸素原子や窒素原子などの個々の成分の密度を測定しただけではなく，同時に東西方向の中性風や鉛直風，中性大気温度，またイオン速度，イオン温度，個々のイオン密度などを測定した．2000年に打ち上げられた CHAMP衛星，は大気密度を推定する加速度計の分解能の向上により，全球にわたっての密度の推定が可能となった．衛星による観測のほか，非干渉散乱レーダを使用することで，中性風の測定やプラズマの東西ドリフトの測定がされている．Fejer et al. [1981] は Jicamarca において F層での東西ドリフトを測定し，プラズマは昼は西向きで夜は東向きのドリフトであり，1600 LT で反転することを発見している．

熱圏の中性風はイオンの衝突を通してプラズマに影響を与え電離圏に様々な影響を与えている．このような熱圏大気と電離圏プラズマの相互作用はよく知られており，熱圏電離圏結合と呼ばれている．しかし近年，これまで考えられていた中性大気がプラズマに影響を与えるという過程のほかにプラズマが中性大気に影響を与えるという過程が示唆されている．Liu et al. [2005] では CHAMP衛星から推測された中性大気密度がプラズマの影響を受けたかのような分布を取ることを示した．

この研究の目的として，Liu et al. [2005] によって示唆されたプラズマが中性大気に影響を与えるというタイプの熱圏大気と電離圏プラズマの相互作用を理解するとともに，過去に地球の熱圏の観測を行っていた DE-2衛星のデータを解析し，熱圏における東西風の分布などから電離圏プラズマとの関係性を考察する．

2 熱圏

2.1 熱圏の構造

地球の高度約 80 km-600 km では大気温度の高度分布による分類では熱圏と呼ばれる領域となる。熱圏では大気温度が急激に上昇し、温度は高さに対してほぼ一定となる。そこでの温度は 600 K-2000 K にもなる。この温度は高度 130 km 以下では太陽のシューマン-ルンゲ帯の放射を酸素分子が吸収することによる解離 ($O_2 + h\nu \rightarrow O + O$) と、それ以上の領域では太陽 EUV 放射による中性粒子 (主に O_2 , N_2 , O) の電離による加熱によって実現される。熱圏付近での大気温度、密度などの高度分布を図 1 に示す。

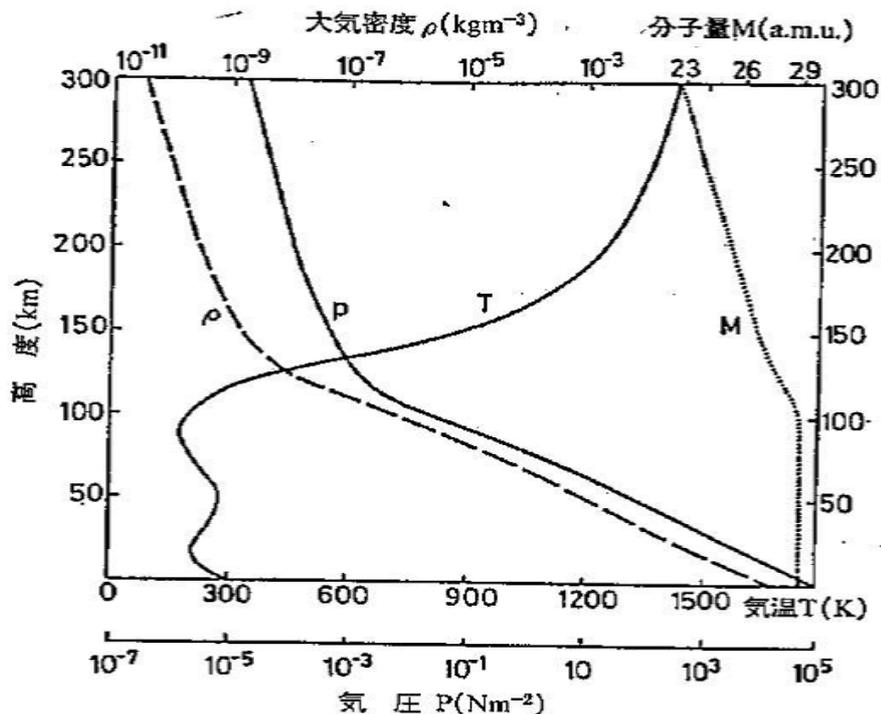


図 1 上層大気の大気温度、気圧、大気密度、平均分子量の標準的な高度分布。(福西, 国分, 松浦, 1983)

熱圏のエネルギー源は主に太陽放射によるものであるが、そのほかに、極域電離圏のオーロラ粒子の降り込みや極域電離圏に流れる電流のジュール熱などがあげられる。これらは

太陽放射によるエネルギーと同程度もしくはそれ以上のエネルギーを持つので、極域の熱圏の加熱源としては重要となる。

また高度が高くなると、大気の密度が減少するため、大気の平均自由行程が大きくなる。そのため大気は流体としてではなく、粒子として扱うことになる。高度 600 km 以上になると平均自由行程が大気のスケーリングハイトよりも大きくなるので、高いエネルギーをもった粒子は地球の重力を振り切り宇宙空間へ飛び出てしまう。

2.2 熱圏大気の熱構造

熱圏における熱の輸送は主に熱伝導によって行われる。熱圏のエネルギー源は下部熱圏においては太陽放射、上部熱圏ではプラズマ粒子による加熱が大きい。一方でエネルギー支出は主に酸素原子の赤外放射である。酸素原子は高度が上がるにつれて密度が下がるため上部熱圏ではエネルギーの支出が小さい。

熱圏のある高度 z でのエネルギー収支を考える。エネルギーフラックスを E 、 T を温度とすると、熱伝導の式より、

$$E = -K_c \frac{dT}{dz} \quad (2.1)$$

である。 K_c は熱伝導係数で気体の種類と温度で決まり、

$$K_c = AT^{\frac{1}{2}} \quad (2.2)$$

の形で表される。 A は気体の種類によって決まる定数である。ここで、 K_c が温度 T を含むので、簡単のため変数 θ を導入し、変数 T を次式で θ に変換する。

$$\theta = \int_{T_0}^T \frac{K_c}{K_{c_0}} dT \quad (2.3)$$

T_0 はある基準となる温度であり、 K_{c_0} は基準となる温度における熱伝導係数である。この θ を用いて、(2.1) 式は、

$$E = -AT_0^{\frac{1}{2}} \text{grad}\theta \quad (2.4)$$

となる。ここで発熱量を P 、酸素原子の赤外放射を L とする。するとエネルギーの式は以下で表される。

$$\rho c_v \frac{\partial T}{\partial t} + \text{div} \mathbf{E} = P - L \quad (2.5)$$

ρ は密度, c_ν は比熱である. (2.4) 式を (2.5) 式に代入すると

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = \frac{AT^{\frac{1}{2}}}{\rho c_\nu} \nabla^2 \theta + (P - L) \frac{T^{\frac{1}{2}}}{\rho c_\nu T_0^{\frac{1}{2}}} \quad (2.6)$$

となる. (2.6) 式が熱圏の一般的な熱伝導の微分方程式である. また, $\frac{AT^{\frac{1}{2}}}{\rho c_\nu}$ は熱拡散の係数に相当する.

(2.6) 式は昼間や夜間, 上部熱圏や下部熱圏などの違いによって, P や L が変化する. 例えば, 熱圏上部の夜間においては熱収支がほとんどないため P と L は等しいとすることができる. しかしながら, 昼間の下部熱圏においては太陽放射による加熱, また酸素原子による赤外放射があるため P, L とともに考慮しなくてはならない.

2.3 熱圏大気の運動

2.3.1 拡散

高度 100km より上の領域では異なる種の密度は個々のスケールハイトによって支配されるようになる. そのため各成分はそれぞれが混合することなく成分ごとの拡散平衡分布を取るようになる.

微量成分の鉛直方向の拡散について考える. 微量成分の密度の勾配により微量成分には圧力がかかり, それは以下で表される.

$$F_p = -\frac{\partial p}{\partial z} = -\kappa T \frac{\partial n}{\partial z} - n\kappa \frac{\partial T}{\partial z} \quad (2.7)$$

p は粒子の圧力, n は粒子の数密度, m は粒子の質量, κ はボルツマン定数, T は温度であり, z 軸は鉛直方向, 上向きが正である. また, 微量成分が主要な成分と単位時間当たり ν 回衝突すると仮定すると,

$$F_\nu = nm\nu\omega \quad (2.8)$$

ω は鉛直方向の速度を表す. さらに, 重力を考慮し, 他の力が働いていないとすると, 衝突は圧力と重力の和で表現することができる.

$$-\kappa T \frac{\partial n}{\partial z} - n\kappa \frac{\partial T}{\partial z} - nm g = nm\nu\omega \quad (2.9)$$

よって鉛直方向のフラックス $n\omega$ は

$$n\omega = -D \left[\frac{\partial n}{\partial z} - n \left(\frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial z} + \frac{mg}{\kappa T} \right) \right] \quad (2.10)$$

D は拡散係数であり, $D = \frac{\kappa T}{m\nu}$ である.

いま, 大気が完全に混合された状態のスケールハイト $H = \frac{\kappa T}{\bar{m}g}$ を導入する. \bar{m} は平均粒子質量である. 重力加速度が高度において一定であると仮定し, 温度の鉛直傾度が一定であるとすると, $dT/T = dH/H$ と $dH = \beta dz$ (β は定数) となる. すると, (2.10) 式は

$$\omega = -D \left[\frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial z} - \left(\beta + \frac{m}{\bar{m}} \right) \frac{1}{H} \right] \quad (2.11)$$

と書ける.

今, 完全混合の状態から出発するとする. 静水圧平衡の式と状態方程式から以下が導かれる.

$$\frac{dp}{p} = \frac{dn}{n} + \frac{dT}{T} = -\frac{dz}{H} \quad (2.12)$$

$dT/T = dH/H$ と $dH = \beta dz$ を (2.12) 式に代入し変形すると,

$$\frac{dn}{n} = -\frac{1 + \beta}{\beta} \frac{dH}{H} \quad (2.13)$$

となる. これを用いることにより,

$$\omega = \left(1 - \frac{m}{\bar{m}} \right) \frac{D}{H} \quad (2.14)$$

が得られる. これにより, もし微量成分の質量が平均粒子質量よりも大きければ下向き
の速度をもち, 反対に微量成分の質量が平均粒子質量よりも小さければ上向き
の速度をもった拡散となる.

2.3.2 中性風

熱圏においては, 大気の圧力勾配が中性風を生み出し, 電離圏のプラズマに様々な影響を
与えている. 一般に熱圏のエネルギー源は太陽放射であるため, 昼と夜の面において圧力
勾配が生じ, 中性風は昼の面から夜の面に向かうようにして吹く.

中性風はおもに 3 種類の技術を用いて測定される。それらは、可視光技術、非干渉散乱レーダ、衛星のドラッグである。可視光の技術、例えば、Fabry-Perot 干渉計 (FPI) は近年では広く使用され、E 層・F 層において大気光のドップラー効果やオーロラ放射を観測して中性風を測定している。非干渉散乱レーダはイオンの運動を観測することにより中性風の値を推測している。衛星のドラッグはもっとも古い技術の 1 つであり、1950 年代から使用されている。衛星の軌道の変化や風による衛星の加速度の変化により測定される。近年においては加速度の分解能が改善されているので、中性風の測定の分解能も上昇している。

中性風についての一般的な運動方程式は以下のように表せる。

$$\frac{d\mathbf{u}}{dt} = -\frac{1}{\rho}\nabla p + \mathbf{f} \quad (2.15)$$

p は圧力、 f は外力、 \mathbf{u} は中性粒子の位置ベクトルである。ここで、右辺第一項は圧力勾配、第二項は強制項である。強制力の項をポテンシャル項、粘性項、衝突項に分けると、上の式は、

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} = -\frac{1}{\rho}\nabla p - \nabla\psi + \frac{\nu}{\rho}\nabla^2 \mathbf{u}_n - \nu_{ni}(\mathbf{u}_n - \mathbf{v}_i) \quad (2.16)$$

となる。 ψ はポテンシャル、 ν は粘性係数、 \mathbf{v}_i はイオンの速度である。簡単のため非線形の項を無視している。(2.16) 式には、イオンの速度が含まれているため、イオンについての運動方程式を導入する必要がある。イオンについての運動方程式は一般的に以下で与えられる。

$$m_i \frac{\partial \mathbf{v}_i}{\partial t} = -m_i(\mathbf{v}_i \cdot \nabla)\mathbf{v}_i + q\mathbf{E} + q\mathbf{v}_i \times \mathbf{B} - m_i\nu_{in}(\mathbf{v}_i - \mathbf{u}_n) \quad (2.17)$$

m_i はイオンの質量、 q はイオンの電荷、 \mathbf{E} は電場、 \mathbf{B} は磁場である。

中性風の運動を理解するには非常に多くのパラメータが必要になるため、実際に中性風の運動について考慮する際にはある程度の仮定を行なう必要がある。

3 電離圏

3.1 太陽放射による電離

地球の高層大気では電氣的に中性な粒子のほかに、これらが電離してできる自由電子やイオンによる電離気体（プラズマ）が存在しており高度約 60km 以上において電離圏を作り出している。これらは主に太陽放射により生成される。

ここで、大気が理想気体かつ等温であり、静水圧平衡下であることを仮定する。そのような条件を満たす大気の密度は以下のように高度によって減少する。

$$n(z) = n_0 \exp(-z/H) \quad (3.1)$$

ここで n は数密度を表し、 n_0 はある基準となる高度 $z = 0$ での密度、 H はスケールハイトである。また鉛直方向に z 軸を取り、上向きを正とする。

波長 λ で入ってくる太陽放射の高度 z における強度を $I(\lambda, z)$ とする。強度の単位は $\text{Jm}^{-2} \text{s}^{-1}$ である。波長 λ の放射によって電離する大気中の中性粒子の吸収断面積を $\sigma(\lambda)$ とする。波長 λ の太陽放射は単位時間、単位面積毎に中性粒子の $n\sigma I$ の数を電離する。今もし強度 $I(\lambda, z)$ をもつこの放射が大気を微小距離 ds 進んだときの強度の減少量を dI とする。この反応は放射の強度、電離気体の吸収断面積、イオン化する対象の数に比例しなければならない。そのため、距離 ds は以下のように書ける。

$$dI = -n \cdot \sigma \cdot I \cdot ds \quad (3.2)$$

吸収された放射の単位エネルギーあたりに、 C の数の電子が形成されると仮定する。単位体積単位面積毎に電子の生成は以下のように表現することができる。

$$q = C \cdot \sigma \cdot n \cdot I = -C \cdot \frac{dI}{ds} \quad (3.3)$$

C は電離定数と呼ばれる。高度が下がるに伴い n が増加し I は減少するため、その積 $n \cdot I$ はある高度で最大に達する。そしてこの最大値は以下で書かれる。

$$C \cdot \sigma \cdot \left(I \cdot \frac{dn}{ds} + n \cdot \frac{dI}{ds} \right) = 0 \quad (3.4)$$

C と σ は定数である．最大値について添え字 m を導入すると，

$$\frac{1}{n_m} \cdot \left(\frac{dn}{ds} \right)_m + \frac{1}{I_m} \left(\frac{dI}{ds} \right)_m = 0 \quad (3.5)$$

放射が天頂から χ の角度をもって大気の下方向に進むとすると，

$$ds = -\frac{dz}{\cos \chi} \quad (3.6)$$

それゆえ，

$$\frac{1}{n} \frac{dn}{ds} = -\frac{1}{n} \frac{dn}{dz} \cos \chi \quad (3.7)$$

静水圧平衡の式を考慮すると，

$$\frac{1}{n} \frac{dn}{ds} = \frac{\cos \chi}{H} \quad (3.8)$$

となる．特に電離生成の最大値については

$$\frac{1}{n_m} \left(\frac{dn}{ds} \right)_m = \frac{\cos \chi}{H} \quad (3.9)$$

であり，(3.2) 式からこの最大値について，

$$\frac{1}{I_m} \left(\frac{dI}{ds} \right)_m = -\sigma \cdot n_m \quad (3.10)$$

(3.9) と (3.10) 式を (3.5) 式に代入すると，

$$\sigma \cdot H \cdot n_m \cdot \sec \chi = 1 \quad (3.11)$$

となる．

(3.2) 式と (3.6) 式から放射強度は以下で与えられることがわかる，

$$\frac{1}{I} \frac{dI}{ds} = -\frac{1}{I} \frac{dI}{dz} \cos \chi = -\sigma \cdot n = -\sigma \cdot n_0 \exp\left(-\frac{z}{H}\right) \quad (3.12)$$

それゆえ，

$$\frac{dI}{I} = +\sigma \cdot n_0 \exp\left(-\frac{z}{H}\right) \sec \chi dz \quad (3.13)$$

$z = \infty$ の時， $I = I_\infty$ として，両辺を積分すると以下の式を得る．

$$\ln \frac{I}{I_\infty} = -\sigma \cdot n \cdot H \cdot \sec \chi \quad (3.14)$$

電離が最大の高度については,

$$I_m = I_\infty \cdot e^{-1} \quad (3.15)$$

であるので,放射強度はイオン生成が最大になる高度において $1/e$ まで減少する. 一般的には

$$I = I_\infty \exp(-\sigma \cdot n \cdot H \cdot \sec \chi) = I_\infty \exp(-\tau) \quad (3.16)$$

と書ける. ここで, $\tau = \sigma \cdot n \cdot H \cdot \sec \chi$ は”光学的深さ” と呼び, 電離の最大における高度について, 光学的深さは $\tau_m = 1$ であるといえる.

(3.4), (3.12), (3.16) により, 最大のイオン生成率が以下で与えられる.

$$\begin{aligned} q_m &= C \cdot \sigma \cdot n_m \cdot I_m \\ &= C \cdot \sigma \cdot n_m \cdot I_\infty \cdot e^{-1} \\ &= C \cdot I_\infty \cdot H^{-1} \cdot e^{-1} \cdot \cos \chi \end{aligned} \quad (3.17)$$

太陽が天頂にあるときについては ($\chi = 0$),

$$q_{m,0} = C \cdot I_\infty \cdot e^{-1} \cdot H^{-1} \quad (3.18)$$

それゆえ,

$$q_m = q_{m,0} \cos \chi \quad (3.19)$$

つまり, 最大における生成は太陽が天頂にある時よりも決して大きくなる. そして, 天頂角が増加するに伴い小さくなる.

太陽スペクトルのそれぞれの波長は大気の異なる高度において吸収されるので, それぞれの波長は自身の光学的深さを持つ. $\sec \chi$ は太陽天頂角が 0° から 90° の間では常に 1 以上である. ゆえに 1 光学的深さは太陽が天頂にある場合, 最も低い高度に到達する.

大気の異なる成分は異なる電離ポテンシャルを持つ. これらのポテンシャルは電離や解離が放射粒子によるものであれば以下のように波長に変換される.

$$V_p = h\nu = h \frac{c}{\lambda} \quad (3.20)$$

ここで c は光速, V_p は特性ポテンシャルである. エネルギーが V_p よりも大きい, もしくは波長が hc/V_p よりも小さい粒子のみ電離・解離することができる.

3.2 電離圏の構造

電離圏では先に述べたように主に太陽放射によって中性粒子が電離し、イオンや電子が大気中に存在するようになる領域である。これらは密度は高度とともに増加し、高度約 300 km で最大を取る。しかし、密度分布は太陽放射に大きく依存しているため、昼間と夜間において、また太陽活動度によりその値は大きく異なる。またプラズマ密度は中性大気密度に比べるととても小さく、その値はプラズマ密度が最大の時においても中性大気密度の 10^{-3} よりも小さいオーダーである。

電離圏の電子密度は高度において特徴的な層構造をもち、その分布によりいくつかの層に分けることができる。それらは、D 層、E 層、F 層と呼ばれている。

D 層は高度 60 km - 90 km の範囲をさし、電子密度は $10^2 - 10^4 \text{ cm}^{-3}$ である。この領域では負イオンと電子が共存しており、大気や電離の条件によってその組成は複雑に変化する。D 層においては 1215 \AA の Lyman- α 線、太陽放射、X 線、宇宙線が主な電離源となる。E 層は高度 90 km - 130 km の領域であり、電子密度は $10^3 - 10^5 \text{ cm}^{-3}$ である。この領域では O_2^+ N_2^+ が主要なイオンであり、それらは太陽放射によって生成される。F 層は高度 130 km-700 km の領域であり、電子密度は $10^4 - 10^6 \text{ cm}^{-3}$ である。電子密度の最大はこの F 層でとる。昼間において F 層にはさらに 2 つの層が現れ、それぞれ F1 層と F2 層に区別される。F1 層は高度 170 km 付近まで、それより高い高度が F2 層である。しかしながら、F1 層は夜間は消滅する。

電離圏の昼間と夜間、また太陽活動が極大時と極小時における電子密度分布を図 2 に中性大気密度とイオン・電子密度の高度分布を図 3 に示す。

イオンの組成は中性大気と一致するように変化する。高度 150 km 以下では NO^+ と O_2^+ が主要なイオンである。それよりも上では酸素原子イオン O^+ が主要になる。高度 300 km 以上では H^+ が NO^+ や O_2^+ よりも豊富な種となる。 O^+ は高度 600 km やそれよりも高い高度でも主要なイオンとなるが、これは磁気圏や太陽活動などに強く依存している。

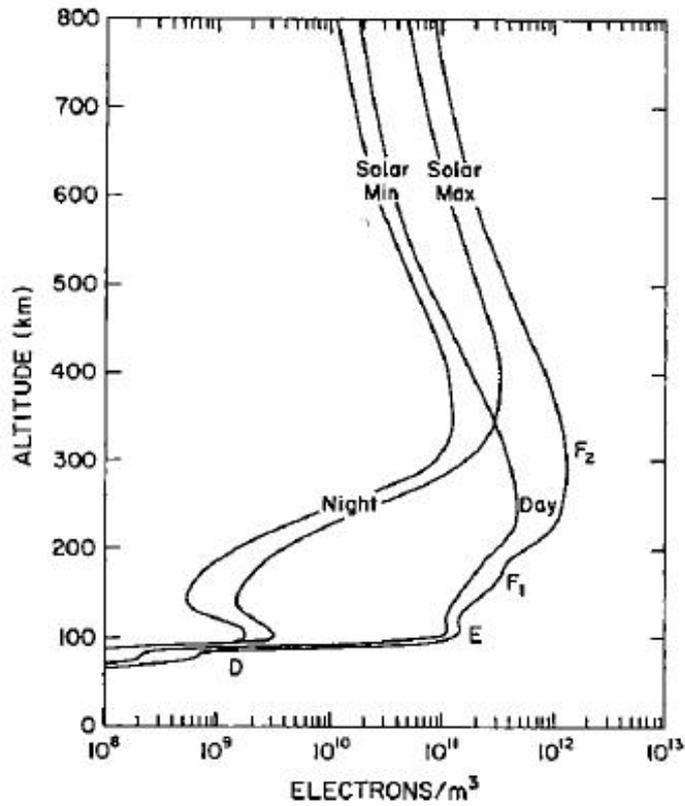


図 2 太陽活動が極大と極小において，昼間と夜間における電子密度の高度分布．
(Asgeir Brekke , 1997)

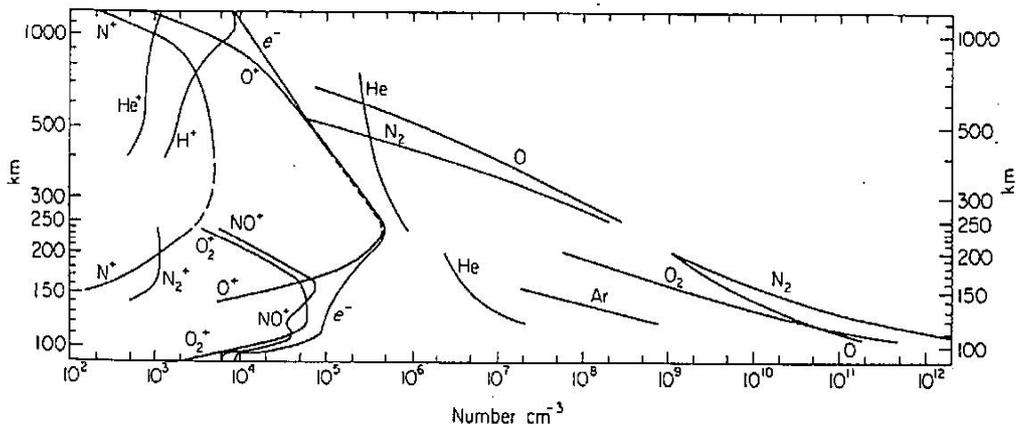


図 3 中性大気とイオン・電子密度の高度分布．(Johnson , 1969)

3.3 光化学反応

太陽放射などによって生成されたイオンや電子は直ちに、生成される前の平衡状態を保つために光化学反応により再結合される。電離圏で起こりえる光化学反応による再結合は主に放射再結合と解離再結合である。

放射再結合とは、正のイオンと電子が直接再結合する反応である。



上の反応では結果として、光子の放射を伴う。また解離再結合は



と表され、分子イオンが電子と再結合し、さらに結果として原子 X Y に分離される反応である。

電離圏においては電子やイオンは原子・分子双方とも共存しているのでこれら 2 つの反応が同時に発生している。しかしながら、解離再結合率は $10^{-13} \text{ m}^3\text{s}^{-1}$ のオーダーであるが、一方で放射再結合率は解離再結合率に比べはるかに小さく、 $10^{-18} \text{ m}^3\text{s}^{-1}$ のオーダーである。そのため電離圏においては放射再結合よりも解離再結合のほうがより主要な反応となる。

3.4 電離大気の運動

3.4.1 プラズマの拡散

電離圏でのイオンや電子は、中性大気中の成分と同じように周りの大気の中へ拡散する。イオンの質量は電子の質量に比べてはるかに大きいので重力によって電荷の分離が発生し、それにより電場がつくられる。この発生する電場によって電荷の分離が防がれ、結果として電子とイオンは同じ速度で拡散をする。この過程を両極性拡散という。

以下では電氣的に中性であり、中性大気が静止していることを仮定する。つまり、 $n_e = n_i = n$ 、 $v_i = v_e = v$ である。ここで、 v_i と v_e はそれぞれイオンと電子の速度を表す。

鉛直運動については、

$$w_i = w_e = w \quad (3.23)$$

であり、 w_i と w_e はそれぞれイオンと電子についての鉛直速度成分である。今は、磁場をないものとし、中性粒子とプラズマは等温であるとする、

$$T_e = T_i = T_n = T \quad (3.24)$$

ここで、 T_i 、 T_e 、 T_n はイオンと電子、中性粒子の温度である。イオンと電子の鉛直方向における運動量方程式はイオンと電子間の衝突も無視しているとき、以下ようになる。

$$n_i m_i \frac{\partial w_i}{\partial t} = -\frac{\partial p_i}{\partial z} - n_i m_i g + n_i e E - n_i m_i \nu_i w_i = 0 \quad (3.25)$$

$$n_e m_e \frac{\partial w_e}{\partial t} = -\frac{\partial p_e}{\partial z} - n_e m_e g + n_e e E - n_e m_e \nu_e w_e = 0 \quad (3.26)$$

m_i と m_e はイオンと電子の質量、 p_i と p_e はイオンと電子の圧力、 e は電荷、 ν_i と ν_e はイオンと電子の衝突振動数である。これらの2つの方程式を加えると、

$$n(m_i \nu_i + m_e \nu_e) w = -\frac{\partial}{\partial z}(p_i + p_e) - n(m_i + m_e)g \quad (3.27)$$

また、プラズマについて理想気体の式を適用し、 T が高度において一定であると仮定する。

$$n(m_i \nu_i + m_e \nu_e) w = -2\kappa T \cdot \frac{\partial n}{\partial z} - n(m_i + m_e)g \quad (3.28)$$

$m_i \gg m_e$ を考慮し、鉛直粒子フラックス nw について解くと、

$$nw = -\frac{2\kappa T}{(m_i \nu_i + m_e \nu_e)} \left(\frac{\partial n}{\partial z} + \frac{nm_i g}{2\kappa T} \right) \quad (3.29)$$

プラズマの拡散係数は $m_i \nu_i \gg m_e \nu_e$ のとき、以下で与えられる。

$$D_p = \frac{2\kappa T}{m_i \nu_i + m_e \nu_e} \approx 2D \quad (3.30)$$

ここで D は中性粒子の拡散係数である。 D_p はイオンと電子間の分極電場に関する両拡散係数とよばれる。

これらより拡散方程式は

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial z}(nw) = \frac{\partial}{\partial z} \left\{ D_p \left(\frac{\partial n}{\partial z} + \frac{n}{H_p} \right) \right\} \quad (3.31)$$

で与えられ、平衡状態であるならば以下を得る。

$$n = n_0 \exp\left(-\frac{z - z_0}{H_p}\right) \quad (3.32)$$

ここで、 n_0 はある基準となる高度 z_0 である。電子密度の平衡状態の分布は指数関数的になりスケールハイトとともに高度によって減衰する。

$m_i \nu_i \gg m_e \nu_e$ についての拡散係数は以下で与えられる。

$$D_p = \frac{2\kappa T}{m_i \nu_i} \quad (3.33)$$

そのため、高度とともに以下のように指数関数的に増加する。

$$D_p = D_0 \exp\left(\frac{z}{H}\right) \quad (3.34)$$

ν_i は中性密度に比例して減少するので拡散はより高い高度においてより重要になってくる。電子密度分布はそれゆえ、拡散の効果によって F 層の極大よりも上では高度によって減少する。

3.4.2 電離圏ダイナモ

電離圏の高度領域は熱圏の高度領域と重なっている。そのため、電離圏プラズマは中性大気に強く影響される。その 1 つの例として E 層におけるダイナモ作用である。

図 4 はプラズマ粒子と中性粒子の衝突振動数と地球磁場におけるジャイロ周波数の高度分布を示している。衝突振動数が高度によって大きく変化するのに対し、ジャイロ周波数はほとんど変化しない。そのため、高度約 120 km 付近でこれらの大小関係が入れ替わる。衝突振動数がジャイロ周波数よりも高い値を持つ高度約 120 km 以下においては、プラズマは中性風に引きずられる。さらにイオンと電子の移動度の違いによりイオンと電子の運動にずれが生じ、それらの運動のずれは電流を発生させる。昼から夕方においては東向きの中性風が吹いているため、発生した電流によって東向きの電場が発生する。これらの過程は一種の発電機構であり、電離圏ダイナモと呼ばれている。

電離圏ダイナモによって東向きの電場が発生すると、赤道上で上向き ($E \times B$) に動くプラズマの流れが発生する。プラズマは磁場によって強い影響を受け、磁力線に垂直な方向よりも磁力線に沿った方向に動きやすいという性質を持つので、上昇したプラズマはその

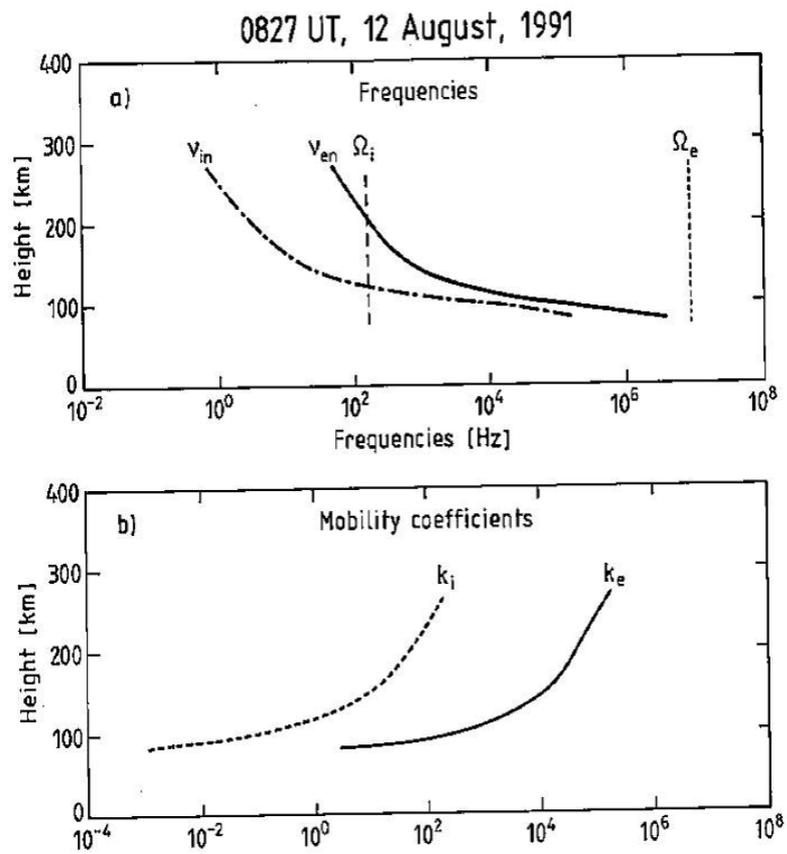


図 4 a) イオンと電子の衝突振動数とジャイロ周波数の高度分布 . b) a) から推測されたイオンと電子の移動係数, $k_i = \Omega_i/\nu_{in}$, $k_e = \Omega_e/\nu_{en}$, の高度分布 (Asgeir Brekke, 1997)

後重力の影響を受けて磁力線に沿って落ちていく．そのため，プラズマ密度分布は赤道上では極大を取らず，赤道上の両側で極大を取り，赤道上では極小を取るような分布となる．このような効果を，“Frountain effect” または，“Equatorial Ionization Anomany (EIA)” と呼ばれる．Frountain effect の簡単な概念図は図 5 で示される．

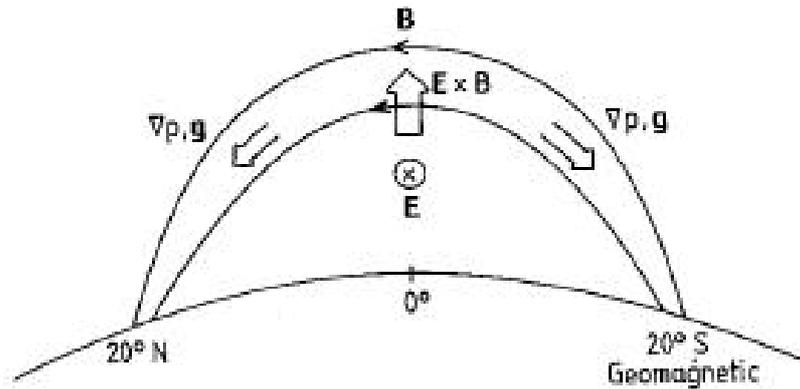


図 5 Frountain Effect の概念図．(Asgeir Brekke, 1997)

4 熱圏大気と電離圏プラズマの相互作用

これまで考えられていた中性大気とプラズマの相互作用では、おもに中性大気がイオンとの衝突を介して何らかの影響を及ぼすというものであったが、近年打ち上げられた Challenging Minisatellite Payroad (CHAMP) 衛星による観測によって、イオンが中性大気とのドラッグにより中性大気に影響を与えていることが Liu et al. [2005] によって示唆された。この章では熱圏と電離圏の新たな相互作用を理解するために Liu et al. [2005] のレビューを行い、CHAMP 衛星により推測された中性大気と電離圏プラズマの相互作用について理解する。

4.1 CHAMP 衛星

CHAMP 衛星は 87.3° の傾きをもつほぼ円形の極軌道で飛行している衛星である。初期高度は約 456 km であり約 90 分周期で地球を周回する。2000 年 07 月 15 日に打ち上げられおり、今現在も高度約 400 km 付近を周回している。主に、熱圏の中性大気密度、電子密度、電子温度、などを測定している。

また、CHAMP 衛星に搭載された GPS 受信機によって軌道決定を精密に行っている。これによって、CHAMP 衛星は初めて、衛星そのものによる重力場の測定が可能となった。重力場の測定の際に障害となる大気による摩擦や太陽風などの影響は CHAMP 衛星に搭載された高感度の加速度計によって取り除くことができる。CHAMP 衛星によるこの重力ミッションはその後 Gravity Recovery and Climate Experiment (GRACE) 衛星などのさらに本格的な重力場測定ミッションに受け継がれており、現在の重力ミッションにおいて大きな役割を果たしている。

4.2 中性大気密度の推定

中性大気の密度の推定は、CHAMP 衛星に搭載された加速度計を用いて、衛星が大気を通過する際に受ける大気の抵抗を求めることによって推測される。

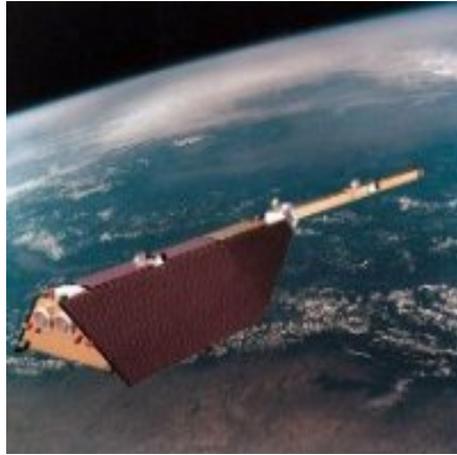


図6 CHAMP 衛星の写真 . (<http://www.gfz-potsdam.de/news/foto/champ/>)

大気による抵抗によって生じる加速度は以下で表される .

$$\vec{a} = -\frac{1}{2}\rho\frac{C_d}{m}A_{eff}V^2\vec{v} \quad (4.1)$$

ここで, \vec{a} は大気の抵抗によって生じる加速度, ρ は局所的な中性大気の密度, C_d は抵抗係数, A_{eff} は進行方向に対する有効断面積, m は CHAMP 衛星の質量 (約 520kg), V は衛星と大気の相対速度, \vec{v} は速度の単位ベクトルである . 断面積は一般的に軌道に沿った方向の組成のみを考慮して計算されるが, CHAMP 衛星は非常に細長い形をしているので, 軌道に沿った方向のみを考慮して計算するのは適切ではない . それゆえ, 座標系を軌道に沿った方向を x 軸, 軌道面上で軌道に鉛直な方向を y 軸, そして完全な右手系になるように z 軸を取ると, 有効断面積は,

$$A_{eff} = A_x \cos \alpha + A_y \sin |\alpha| \quad (4.2)$$

と書ける . α は進行方向 \vec{v} と衛星とのずれの角度である . z 方向を無視すると, 全加速度と全速度は以下で表される .

$$a^2 = a_x^2 + a_y^2 \quad (4.3)$$

$$V^2 = V_x^2 + V_y^2 \quad (4.4)$$

しかし, V_y は V_x に比べて非常に小さいので無視する . すると密度は以下の式で求められる .

$$\rho = -\frac{2am}{C_d A_{eff} V^2} \quad (4.5)$$

最後に密度を高度 400 km で投影するために高度において標準化する．標準化は以下の拡散平衡を仮定した式によって行われる．

$$\rho(400\text{km}) = \rho(h) \exp \frac{h - 400}{H} \quad (4.6)$$

H はスケールハイトである．

こうして得られた密度は磁気地方時と磁気緯度で $1 \text{ MLT} \times 1^\circ$ で平均化されまとめられる．また，得られた密度は $1 \times 10^{-14} \text{ kgm}^{-3}$ 以上の精度を持つ．

4.3 中性大気密度分布

4.3.1 低中緯度における大気密度分布

図 7 は，上で述べたようにして測定された低中緯度における中性大気の密度分布を地磁気緯度と磁気地方時で，地磁気が静かな場 ($K_p=0..2$) と弱く擾乱された場 ($K_p=3..4$) に分けて表したものである． K_p とは地磁気の擾乱の程度を表す指数であり，地磁気の擾乱の度合を 28 段階で示したものである．図 7 の a と c は CHAMP 衛星のそれぞれの K_p における密度分布であり，b と d は MSIS90 モデルによって推測された密度分布である．MSIS90 モデルとは過去の衛星や地上観測によるデータを用いた経験的なモデルであり，中性大気における密度・組成・温度のモデルとして広く使用されている．

CHAMP 衛星から測定された密度分布の特徴として，この密度分布は地磁気の活動とともに増加するが，基本的な構造は変わらないということだ．また，赤道上において，密度の極大は約 14 MLT でとり，極小は約 04 MLT でとる．

別な特徴としては，10 MLT-20 MLT において，密度は磁気赤道を中心に対称な形をとり地磁気赤道では密度の谷，磁気緯度 25°N と 20°S で密度が極大をとる分布となっている．そして，その二つの極大をもつこの構造は地磁気の活動によっては大きく変化はしないようである．また，この構造は先に述べた EIA 構造ととてもよく似ている．CHAMP 衛星に搭載されているラングミュアプローブ，電子やイオンの温度や密度を測定する機器，によって得られた電子密度は図 8 に示す．図 8 には地磁気緯度 15°N と 15°S 付近で密度の極大を取り，磁気赤道で密度の谷を取るような分布が表れている．赤道上では電子密度は 04 MLT と 20 MLT で極小値をとっているが，それは熱圏大気密度の極小値と近い分布

となっている。しかしながら、この EIA 構造は 10 MLT-01 MLT 付近まで続いているのに対して、熱圏大気密度の二つの極大を取る構造は 10 MLT-20 MLT の間となっている。

図 7 において CHAMP 衛星の測定と MSIS90 モデルとを比較してみると、MSIS90 モデルでは CHAMP 衛星が測定したような磁気赤道の両側で極大を取るような図を再現できていない。図 9 に 14 MLT と 15 MLT における K_p が静かな時の中性大気密度と電子密度の緯度分布を示す。中性大気密度については CHAMP 衛星と MSIS90 モデルが測定した密度がそれぞれ示されているが、MSIS90 モデルが CHAMP 衛星の測定した密度を再現できていないのは明らかである。これまで MSIS90 モデルなどから考えられていた中性大気密度の分布とは異なる分布を取ることが CHAMP 衛星による測定で明らかになったため、ここに新たな電離圏と熱圏の相互作用する過程が存在することが考えられる。

4.3.2 高緯度における大気密度分布

両半球での高緯度における熱圏大気密度は図 10 に示す。図の a は地磁気が静かな場、b は地磁気が弱く擾乱された場での密度を表している。また、図の上側は北半球、下側は南半球である。密度は地磁気活動とともに増加しており、どちらの場合も似たような密度分布となる。

静かな場について北半球では、14 MLT 付近で極大を取り、04 MLT 付近で極小をとる。またカスプ領域において密度が上昇しているのを見ることができる。カスプ領域とは夜側の尾部に向かう開いた磁力線領域と昼側に向かう閉じた磁力線との境界領域のことである。南半球においては 12 MLT 付近、 55°S にて密度が極大となっている。また極域においては、 $75^{\circ}\text{S} - 80^{\circ}\text{S}$ での 11 MLT - 18 MLT において、 $71^{\circ}\text{S} - 74^{\circ}\text{S}$ での 00 MLT - 06 MLT において弧の形をした密度の高まりが見られる。

穏やかな場について静かな場と比べると、北半球ではカスプ領域の周辺で大きく密度が上昇している。また、真夜中の前における $50^{\circ}\text{N} - 72^{\circ}\text{N}$ での密度の変化は大きくはないが上昇している。この真夜中における密度の上昇は南半球においても同様に見られる。南半球の昼間に見られる弧状の密度の高まりは密度が上昇するだけでなく赤道方向・極方向両方共に拡張されている。

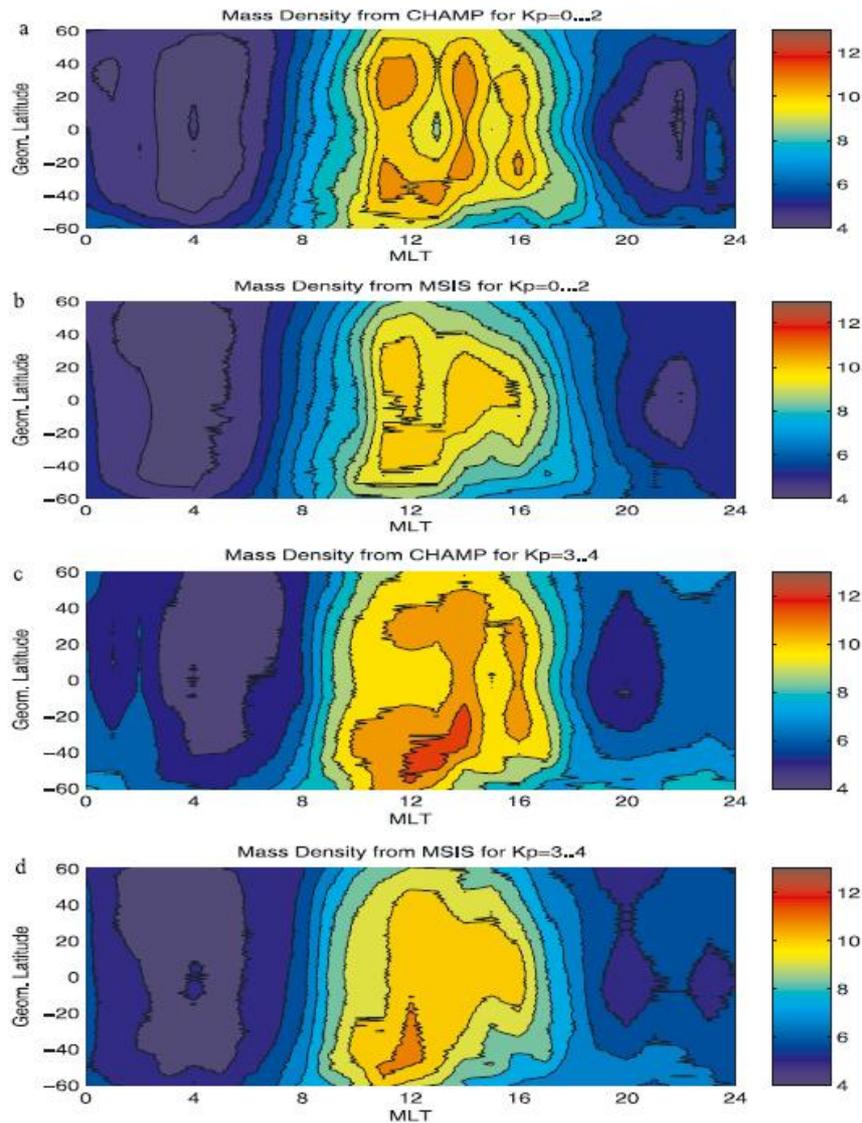


図 7 地磁気緯度と磁気地方時で表された熱圏大気密度分布．単位は $10^{-12} \text{ kmm}^{-3}$ である．(a), (c) は $Kp=0..2$, $Kp=3..4$ における CHAMP 衛星から測定された密度分布 (b), (d) は $Kp=0..2$, $Kp=3..4$ における MSIS90 モデルから測定された密度分布． [Liu et al., 2005]

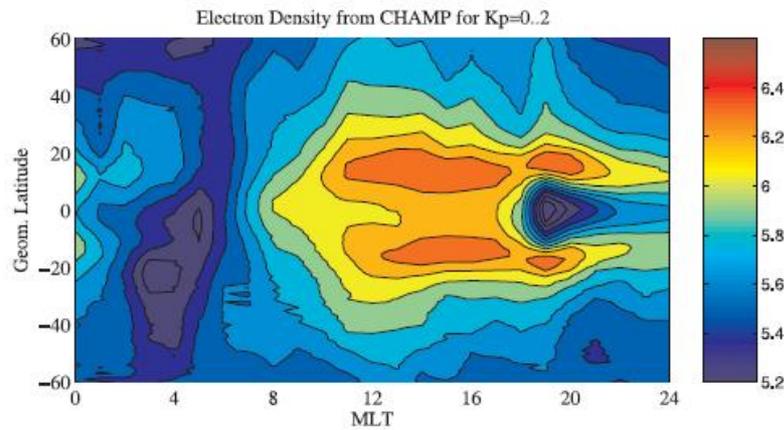


図8 静かな場における CHAMP 衛星による低中緯度電子密度分布．10MLT-01MLT にかけて、磁気赤道で極小をとり、その両側で極大を取る構造が示されている．このような分布となることを”Frountain Effect” もしくは、”Equatorial Ionization anomaly” という． [Liu et al., 2005]

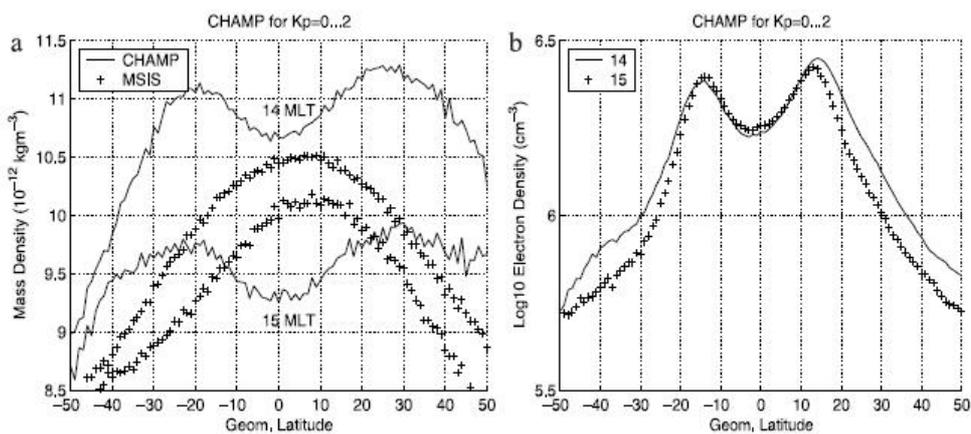


図9 静かな場での、14 MLT と 15 MLT における中性大気密度、電子密度の緯度変化．中性大気密度は CHAMP 衛星と MSIS90 モデルで測定した密度を示す． [Liu et al., 2005]

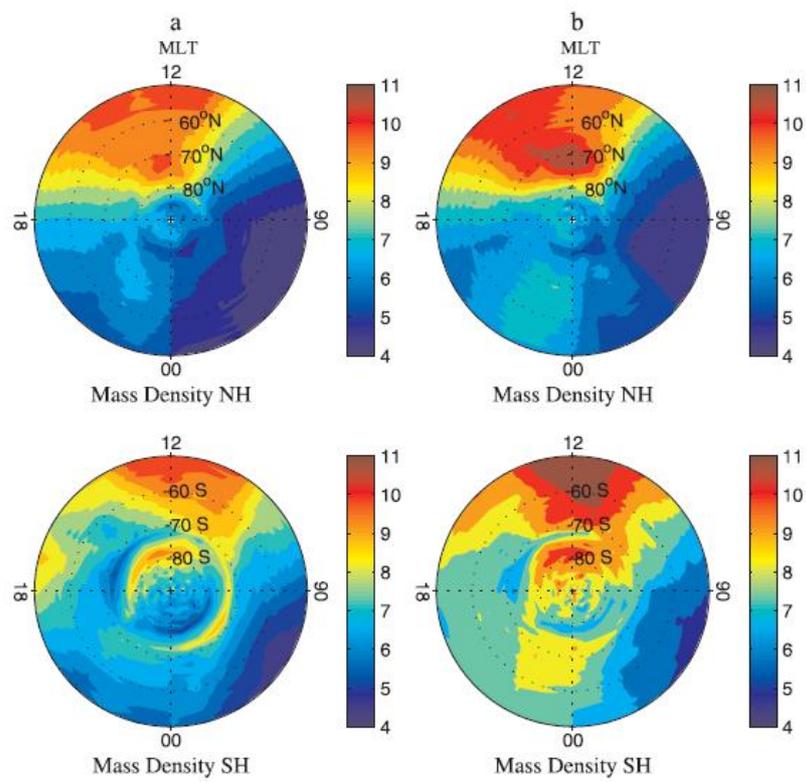


図 10 両極の極域における熱圏大気密度分布 . a は地磁気が静かな場 , b が地磁気が穏やかな場を表し , 上側が北半球 , 下側が南半球である . [Liu et al., 2005]

4.4 大気プラズマ相互作用

4.4.1 低中緯度における相互作用

図7と図8で見られるように、低中緯度における中性大気密度と電子密度は似たような分布をとることがわかる。しかしながら、中性大気と電子が二つの極大を取る時間帯においては以下のような違いが見られる。図9でも見られるように第一に、中性大気は 25°N と 20°S 付近で密度が極大を取るのに対して、電子密度はそれよりも赤道側、 15°N と 15°S 付近で極大をとるという点。第二に、南北方向に対して電子密度の高い領域における緯度方向の幅は中性大気密度のそれよりもはるかに小さいという点。そして第三に、中性大気密度の二つの極大を取る構造が、電子密度は01 MLT付近まで続くのに対して、20 MLT付近で消えてしまうという点である。

この熱圏大気と電離圏プラズマの相互作用のメカニズムは明らかにされていないが、示唆されているものとしてはE層における電荷交換による化学的加熱があげられている。電離圏ダイナモの効果により赤道付近で上昇したプラズマは磁力線に沿って高緯度側に向かって下がっていく。磁気緯度 $\pm 20^{\circ}$ 付近のE層において、降下したプラズマが以下のような光化学反応により大気の加熱が発生する。



磁気緯度 $\pm 20^{\circ}$ 付近はCHAMP衛星で観測された中性大気密度が極大をとる磁気緯度に重なる。熱圏下部の大気の温度が上昇し、それに応じて大気が膨張、それにより密度が上昇する。

4.4.2 高緯度における相互作用

高緯度で見られる特徴は主に、カスプ領域付近と真夜中付近の密度上昇である。

カスプ領域での密度上昇は、沿磁力線電流によるジュール加熱により、空気上昇流が発生し、密度が上昇するというメカニズムが示唆されている。Neubert and Christiansen. [2005]によると、小さいスケールの沿磁力線電流は地磁気活動が静かな場でのカスプ領域

において，正午前の1時間ほどで強く観測されている．局所的なジュール加熱は一般的に電流密度 j と電場 E のドット積で表される．

$$j \cdot E = \sigma_{\parallel} E_{\parallel}^2 + \sigma_p (E_{\perp} + \partial E_{\perp})^2 \quad (4.9)$$

ここで σ_{\parallel} は磁力線に平行な伝導率で σ_p はペダーセン伝導率， E_{\parallel} は磁力線に平行な電場， E_{\perp} は磁力線に鉛直な電場， ∂E_{\perp} は小さいスケールでの追加の鉛直電場成分である．図 11 に北側のカusp領域付近で CHAMP 衛星によって観測された中性大気密度と電離圏に流れる電流の分布図を示す．図は上から，中性大気密度，ホール電流密度，沿磁力線電流，フィルターをかけずサンプリングレートが (50Hz) で得られた沿磁力線電流を表している．そこでは，カusp領域において強い沿磁力線電流が発生しており，その沿磁力線電流の高まりと中性大気密度の高まりは一致している．ゆえに，小さいスケールでの電流によって組織される電場 ∂E_{\perp} が中性大気の加熱に重要な影響を与え，それにより中性大気密度が上昇することが考えられる．

真夜中付近の密度上昇については，両半球上のオーロラが発生する地域において密度上昇が見られる．密度は地磁気活動度の大きさとともに増加し，増加している地域は低緯度方向に広がっている．それゆえ，この密度増加は磁気嵐の活動と関係がありそうである．つまり，オーロラ粒子による大気の加熱によって空気の上昇流が発生し，密度が上昇する．さらにその空気上昇流が大きなスケールでの波の形をとり，両半球上から赤道方向に伝播することによって，密度が赤道方向にも増加するという過程も考えられる．

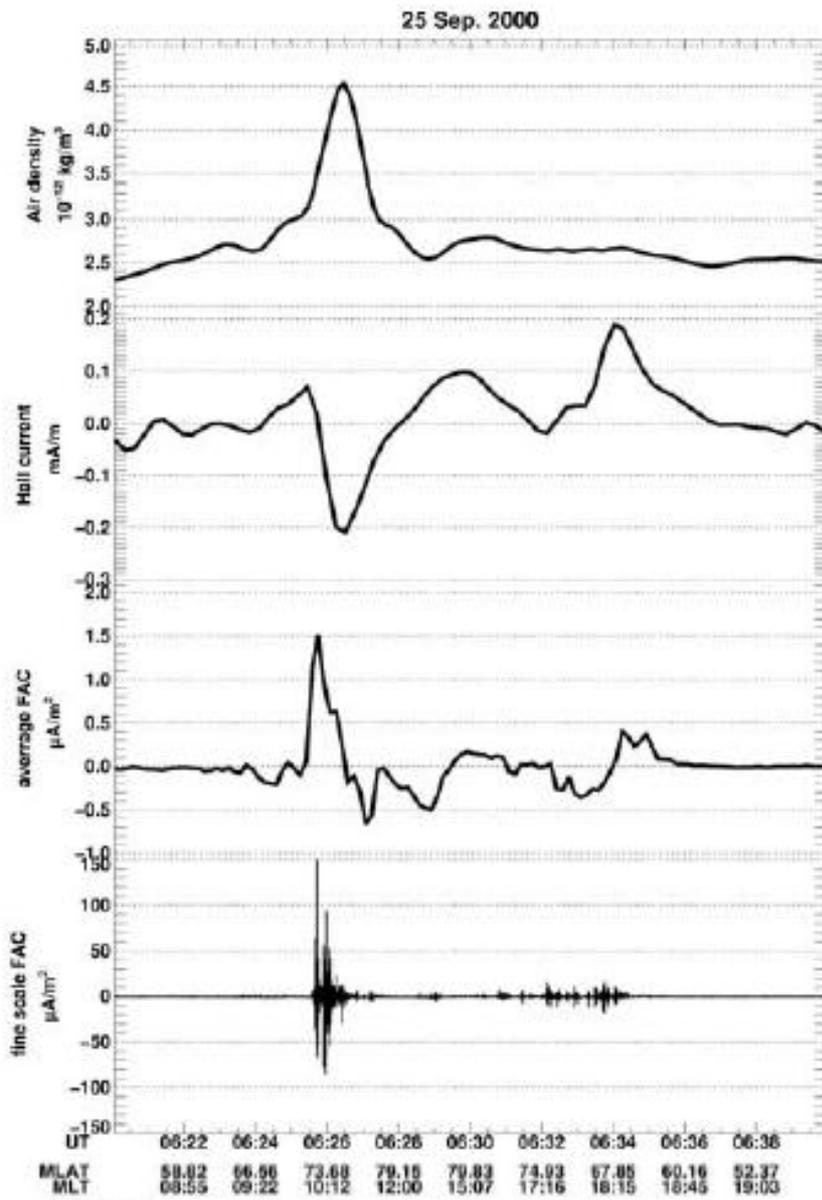


図 11 北極付近における中性大気密度と電離圏に流れる電流の概念図．図は上から，中性大気密度，ホール電流，沿磁力線電流，より小さいスケールで表した沿磁力線電流，を表す．[Lühr et al., 2006]

5 衛星による熱圏大気・プラズマ観測

5.1 Dynamic Explorer 2 衛星

Dynamic Explorer 2 (DE-2) 衛星は 1981 年 08 月 03 日に打ち上げられ、約 1 年半の期間極軌道で地球を周回した衛星である。楕円軌道であり、遠地点は約 1012.0 km、近地点は約 309.0 km である。また約 100 分の周期で地球を周回する。熱圏・電離圏領域における中性粒子やイオン・プラズマの様々なパラメータを測定した。

以下では DE-2 衛星に搭載された観測機器から得られたデータをもとに解析を行い、その結果から中性大気とプラズマとの関連を見る。解析したパラメータは東西風・中性大気温度・中性大気密度・東西、南北、鉛直方向のドリフト・イオン温度・電子温度・プラズマ密度である。それぞれ、WATS (Wind And Temperature Spectrometer), RPA (Retarding Potential Analyser), LANG (Langmuir probe) という観測機器により測定されている。

DE-2 のデータは http://vdaweb.gsfc.nasa.gov/pre_istp/ から入手し、1981 年 08 月から 1983 年 02 月までの高度 200 km - 600 km におけるデータについて解析を行う。

5.2 DE-2 衛星の WATS のデータ解析

5.2.1 東西風の日変化

図 12 は磁気赤道における東西風速を高度 200 km-600 km までを 200 km ごとに分け、MLT ごとに平均して表示したものである。ここで磁気赤道は、磁気緯度 10°S - 10°N までの地域としている。速度の単位は ms^{-1} であり、正は東向きの風を表す。図からは両方の高度に関係した特徴として、16 MLT 付近で西向きの風から東向きの風に変わり、20 MLT-21 MLT 付近で東向きの風の極大を取る。06 MLT - 20 MLT まではほぼ高度によらずほぼ同じ風速となる。しかしながら、20 MLT - 06 MLT の間は高度によって速度に違いがありそうである。

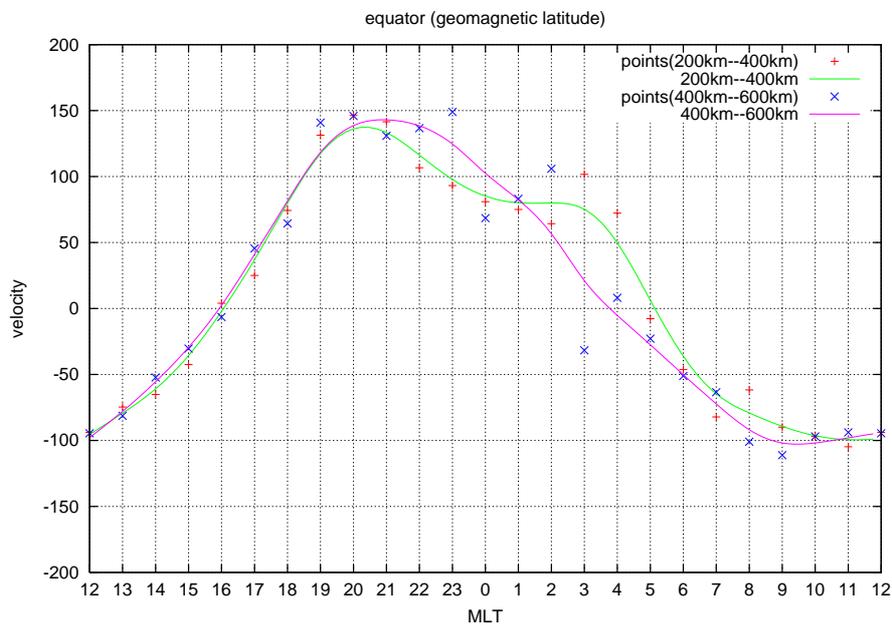


図 12 磁気赤道上における，高度で分けた東西風の日変化．+ は高度 200 km - 400 km での，× は高度 400 km - 600 km での各 MLT における平均風速．緑色 (高度 200 km - 400 km) とピンク色 (高度 400 km - 600 km) の線は高度ごとのそれぞれの点を平滑化して引いた線である．

5.2.2 東西風の低中緯度の分布

図 13 と図 14 は高度ごとで分けた中低緯度における東西風の速度分布である．図 13 の上側は高度 200 km - 300 km ，下側は高度 300 km - 400 km ，図 14 の上側は高度 400 km - 500 km ，下側は高度 500 km - 600 km の速度分布である．これは得られた東西風のデータを，磁気緯度と MLT で $1^\circ \times 1$ MLT に分け，それらをそれぞれ平均化して図示したものである．速度の単位は ms^{-1} であり，正が東向き，負が西向きの風を表す．図中の空白部分はその領域に該当するデータがないため描かれていない．しかしながら，一日における風のパターンは読み取ることができる．

どの高度も磁気赤道を中心にほぼ対称的な分布をしている．また，高度が高くなるにつれて東向き・西向きの風速ともに増加しているのがわかる．特徴的なのは 15 MLT - 06 MLT 付近の東向きの風の増加で，15 MLT - 00 MLT 付近の速度が磁気緯度方向にも増加しており，高度 400 km - 500 km においては磁気緯度 $\pm 60^\circ$ にまで拡張されている．磁気緯度方向にも増加した速度はその後 MLT の経過とともに減少し全体として三角形のような東向きの風の分布をなしている．

中性風は本来磁場の影響とは無関係のはずであるが，図 13 と図 14 では磁気赤道を中心に対称的な分布をしており，磁場の影響を受けたかのような分布をしている．

図 15，図 16，図 17 は 4 時間ごとの地理座標で表した東西風の分布である．これらは，それぞれの高度で地理緯度と地理経度を $5^\circ \times 5^\circ$ で区切り，それぞれを平均化している．図中の赤い線は磁気赤道を表し，図の空白部分は該当するデータがないため描かれていない．

すべての図において，中性風は磁気赤道に沿った分布をしていることが見て取れる．磁気赤道付近では，16 MLT 付近から東向きの風が強くなり 20 MLT-24 MLT で最も強くなる．その後東向きの風は 08 MLT-12 MLT まで続き，西向きの風に変わる．また，磁気赤道付近の風の変化は中緯度での変化よりも，より大きいようである．すべての図において磁気赤道に沿った分布をしているが，04 MLT - 08 MLT の図はほかの図とは違い磁気赤道で東西風速の極小を取り，中緯度で極大を取る分布となっている．その図では，磁気赤道では東西風速がほぼ 0 m/s に近い値で，高緯度側に行くにつれ西向きの風を持つ．しかしほかの図では，磁気赤道ではいずれも西向き・東向きの極大をとる．

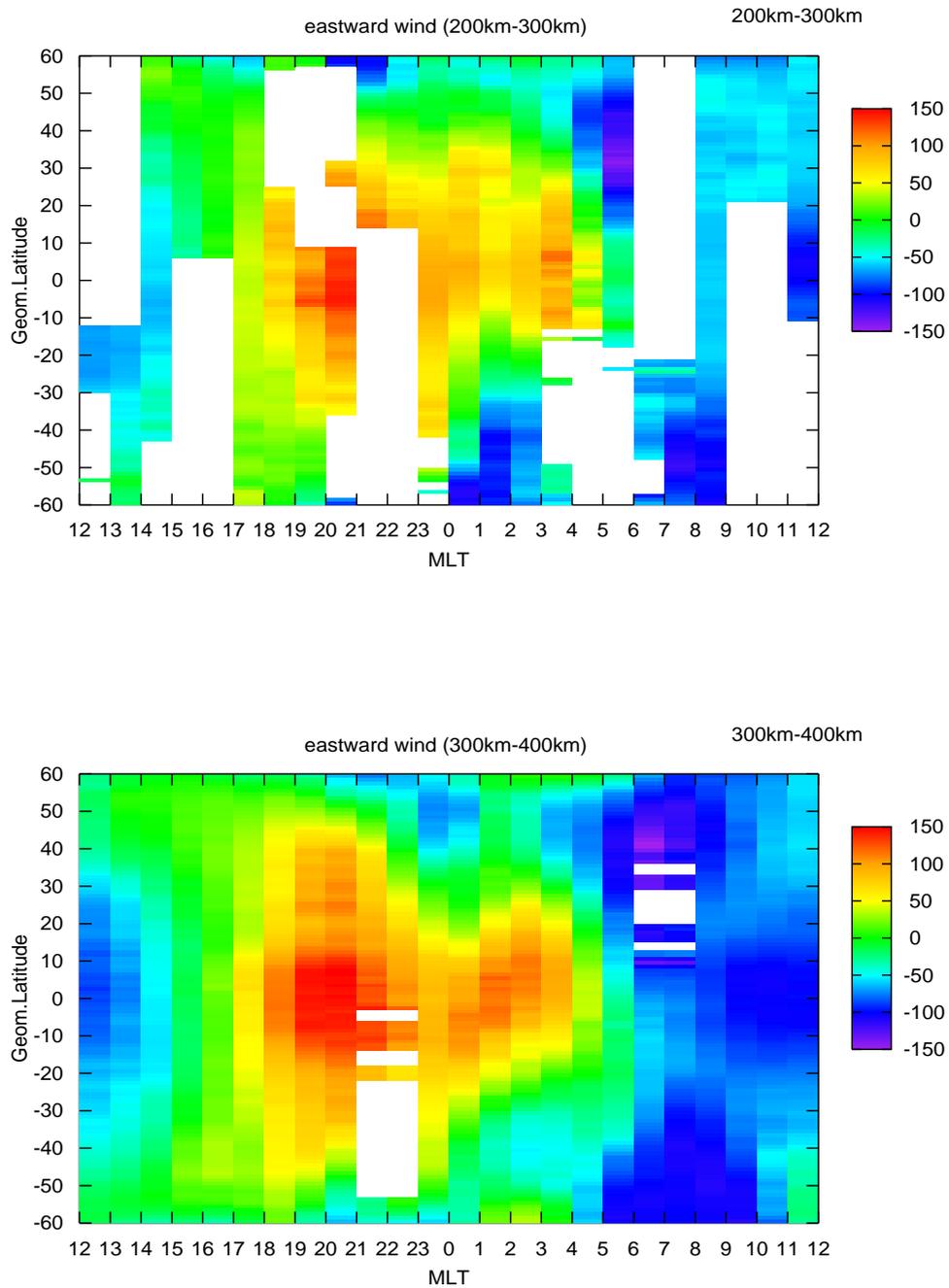


図 13 高度 200-300km と高度 300-400km における低中緯度における東西風の日変化

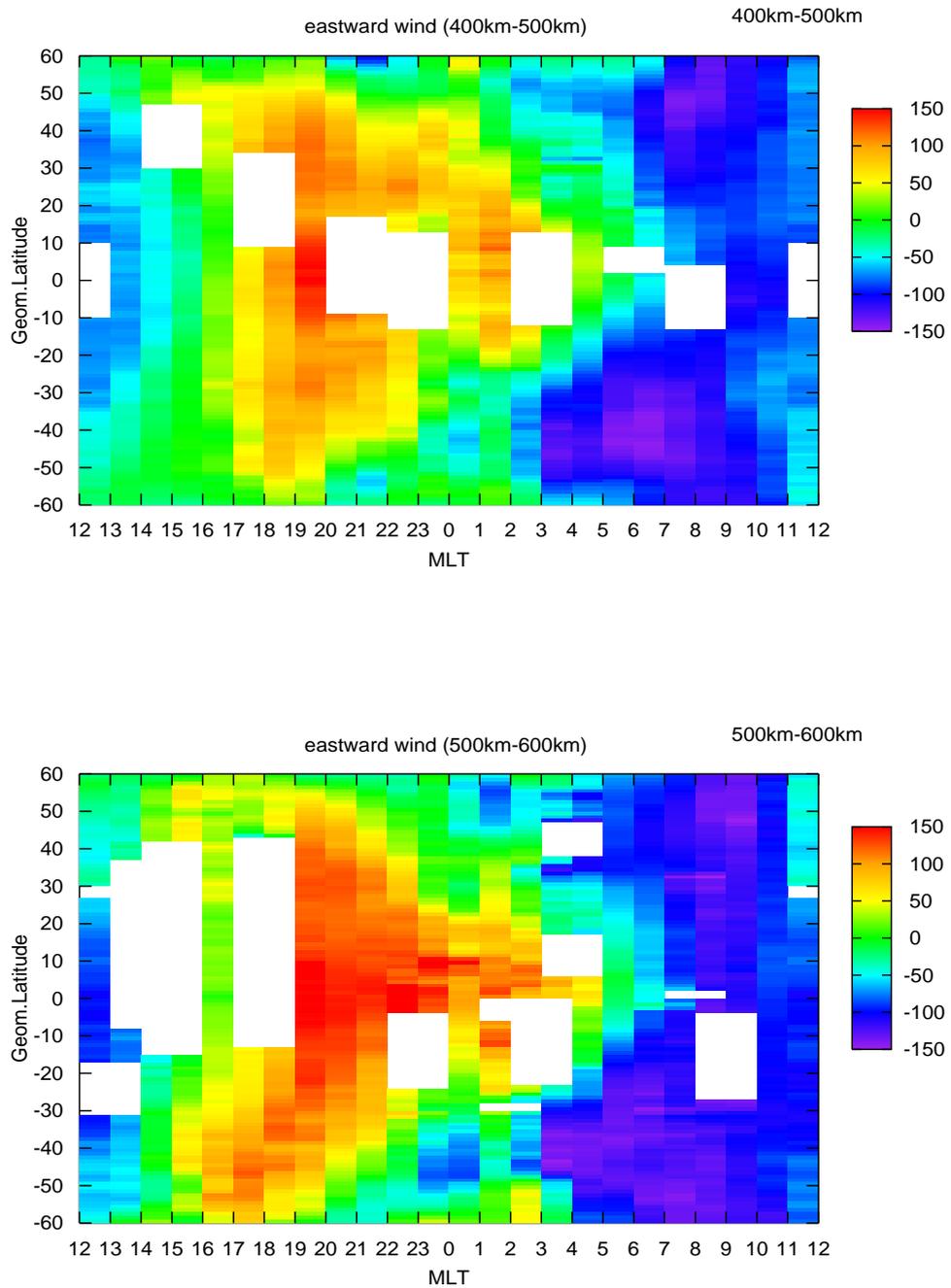


図 14 高度 200-300km と高度 300-400km における低中緯度における東西風の日変化

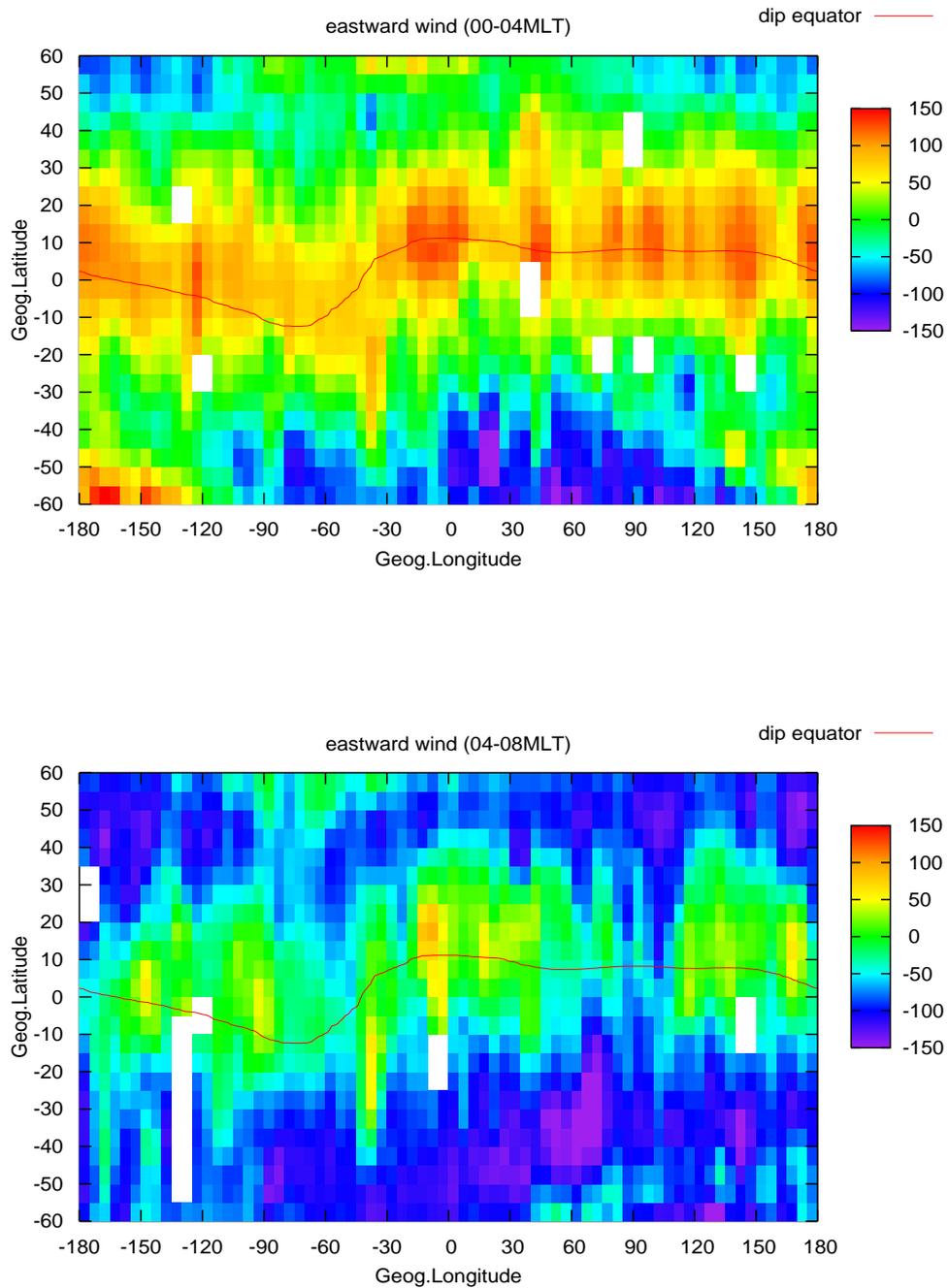


図 15 00 MLT - 04 MLT と 04 MLT - 08 MLT での東西風の分布

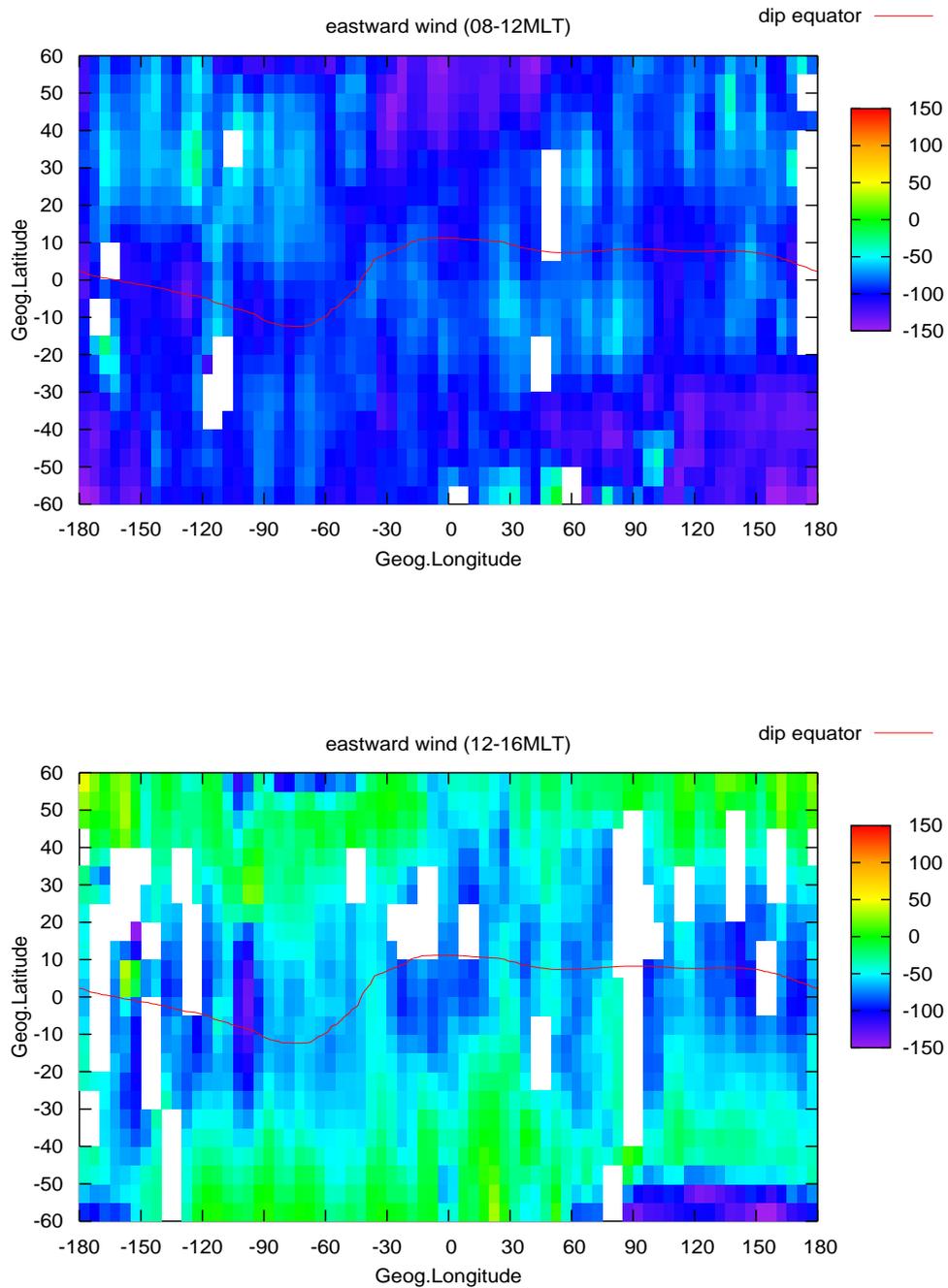


図 16 08 MLT - 12 MLT と 12 MLT - 16 MLT での東西風の分布

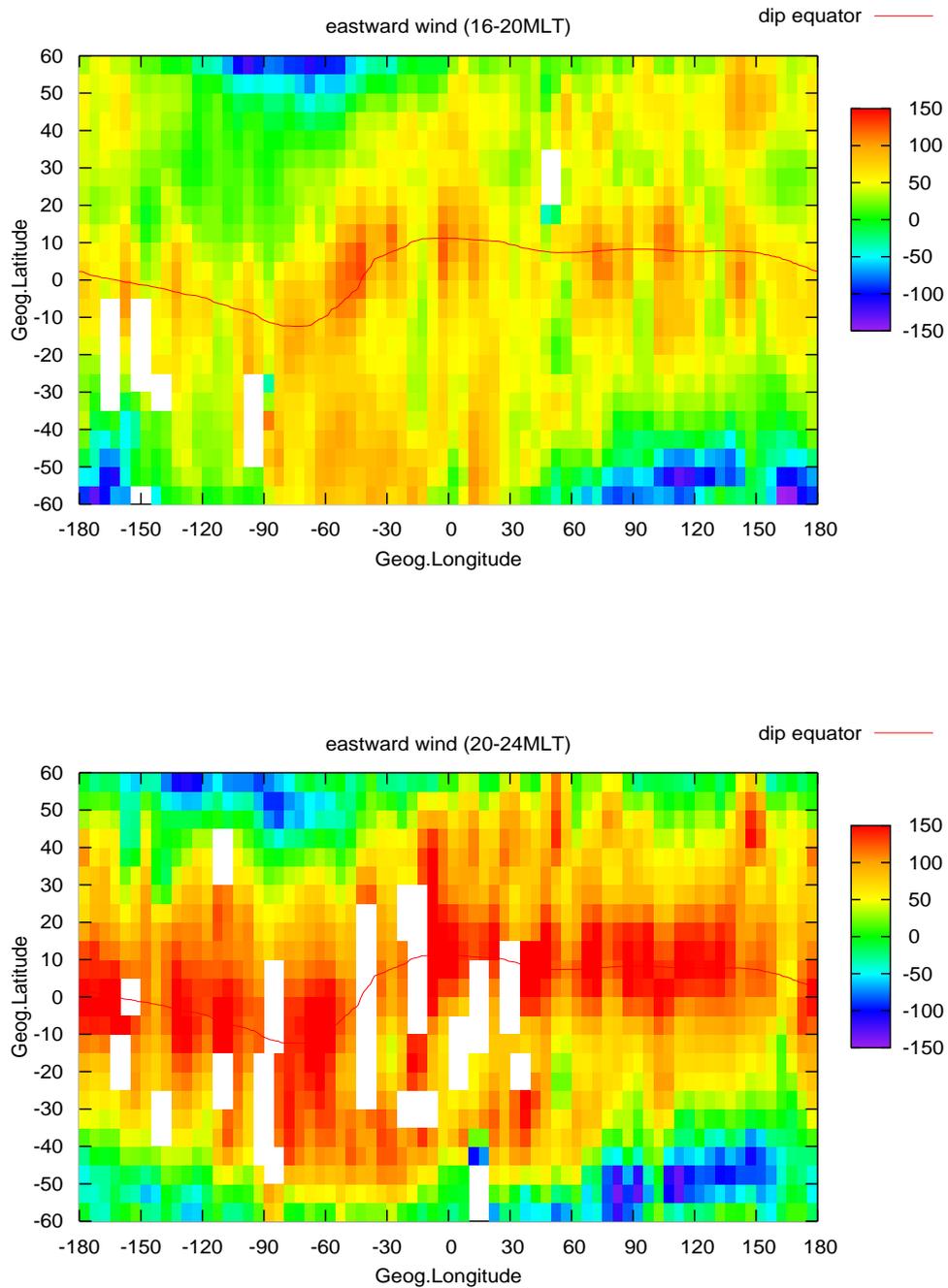


図 17 16 MLT - 20 MLT と 20 MLT - 24 MLT での東西風の分布

5.2.3 K_p による変化

図 19 と図 20 は 16 MLT - 04 MLT において, K_p を 3 種類に分けてプロットした図である. K_p は, K_p = 0..2, K_p = 3..4, K_p = 4.. で分けており, それぞれを”静かな時”, ”弱い擾乱時”, ”強い擾乱時” としている. 地理緯度と地理経度で 5° × 5° で分け, その領域それぞれを平均して表示したものである. 図中の赤い線は磁気赤道を表し, 空白部分は該当するデータがないため描かれていない. なお, K_p のデータは, 京都大学大学院理学研究科付属地磁気世界資料解析センター (<http://swdcwww.kugi.kyoto-u.ac.jp/index-j.html>) から入手し解析に利用している. 利用したデータは 1981 年 8 月から 1983 年 2 月までの期間でありそのすべての期間で平均した K_p 指数は約 2.90 である. 図 18 にはその期間の K_p 指数の分布図を示す. K_p は 3 時間ごとの地磁気の強さを段階分けして表したものであるが, 図 18 では 1 日に観測した 8 つの K_p 指数をすべて足し合わせ, 8 で割ったものを表している.

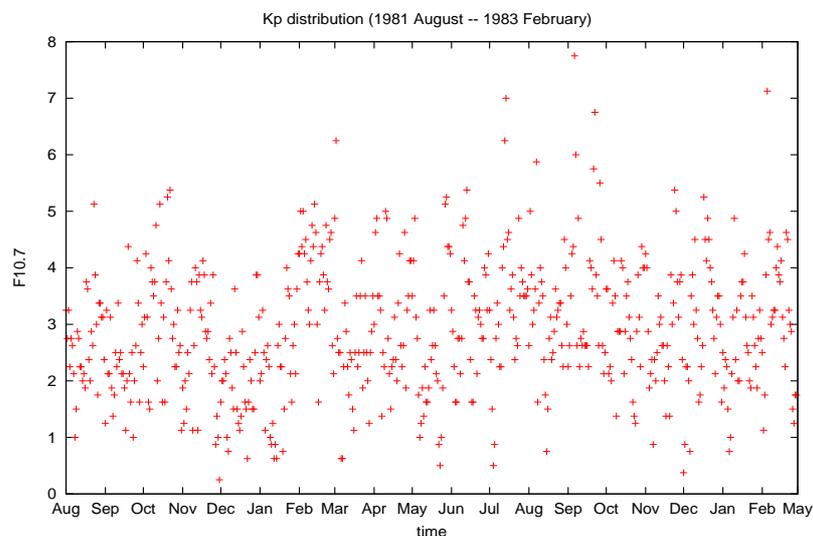


図 18 1981 年 8 月から 1983 年 2 月までの K_p 指数の分布.

強い擾乱の時については特にデータがない領域が多いために図の細かいところまで議論することは難しいが大まかな傾向はみることが出来る. 3 種類の図を見ると, K_p が小さいほど東向きの風が強くなり, K_p の値が大きくなるほど西向きの風が強くなることがわかる. しかしながら, K_p の値によらず, 中性風は磁気赤道に沿った分布をしている.

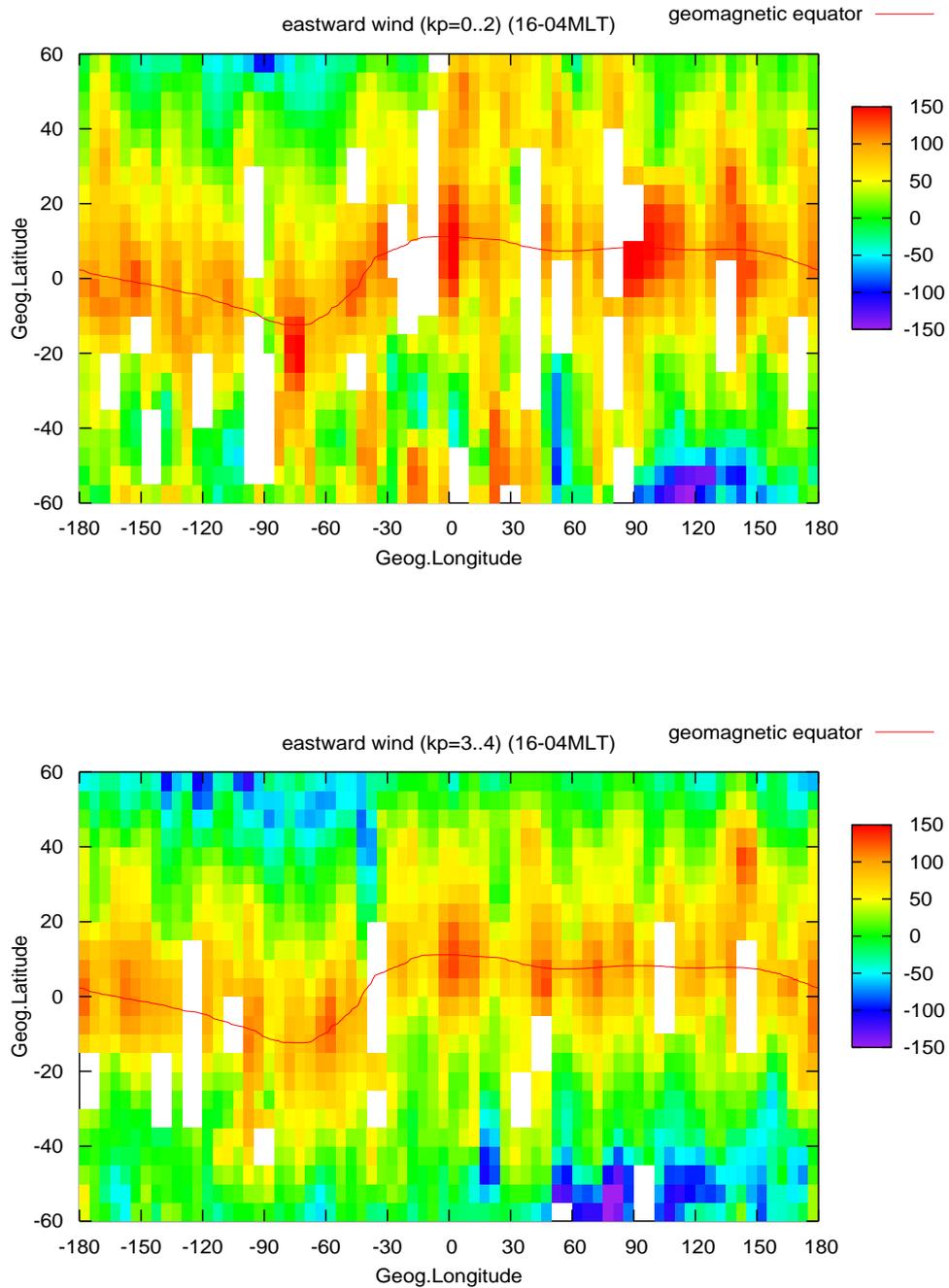


図 19 16 MLT - 04 MLT での地磁気が静かな時と穏やかな時における東西風

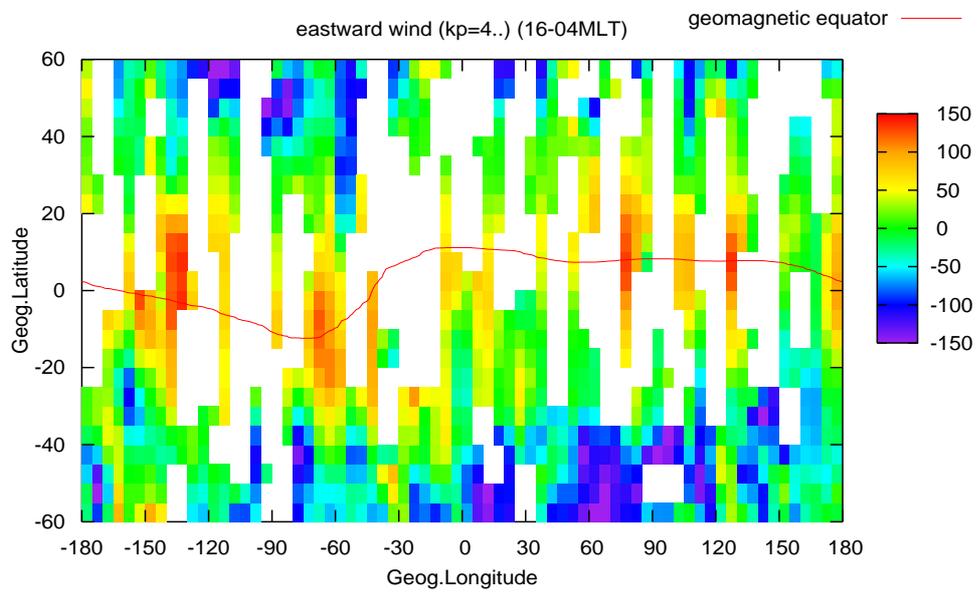


図 20 16 MLT - 04 MLT での地磁気が強い時における東西風

5.2.4 F10.7 による変化

16 MLT - 04 MLT について, $F10.7 < 160$ と $F10.7 > 160$ に分けてプロットしたものは図 22 に示してある. 地理緯度と地理経度で $5^\circ \times 5^\circ$ で分け, その領域それぞれを平均して表示したものである. $F10.7$ とは波長 10.7 cm の太陽電波強度を太陽フラックス単位で表したものである. 太陽フラックス単位は $10^{-22} \text{ Wm}^{-2}\text{Hz}^{-1}$ である. 太陽 EUV 放射と $F10.7$ の間には相関関係があることが知られているため, 太陽活動度の指標として $F10.7$ が広く使用されている. 今回の解析で使用した $F10.7$ のデータは, National Geophysical Data Center のホームページ (<http://www.ngdc.noaa.gov/>) から入手している. 利用したデータは 1981 年 8 月から 1983 年 2 月までの期間でありそのすべての期間で平均した $F10.7$ の値は約 180.85 である. 利用したデータの期間の間の $F10.7$ の値の分布を図 21 に示す.

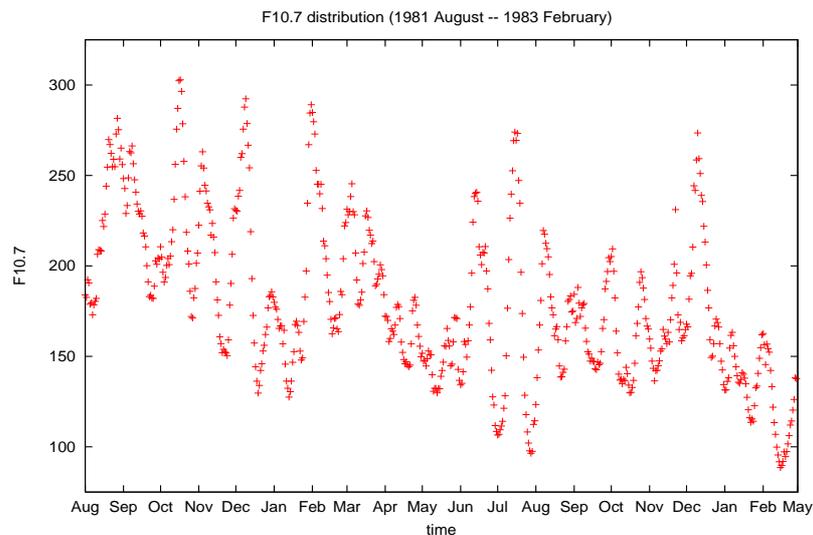


図 21 1981 年 8 月から 1983 年 2 月までの $F10.7$ の分布.

図 22 を見てみると, $F10.7$ に関係なく磁気赤道に沿った分布をしており, $F10.7 < 160$ に比べ, $F10.7 > 160$ のほうが緯度方向にも速度の増加がみられる. また, 磁気赤道における速度は $F10.7$ によっては大きく変化しないようである.

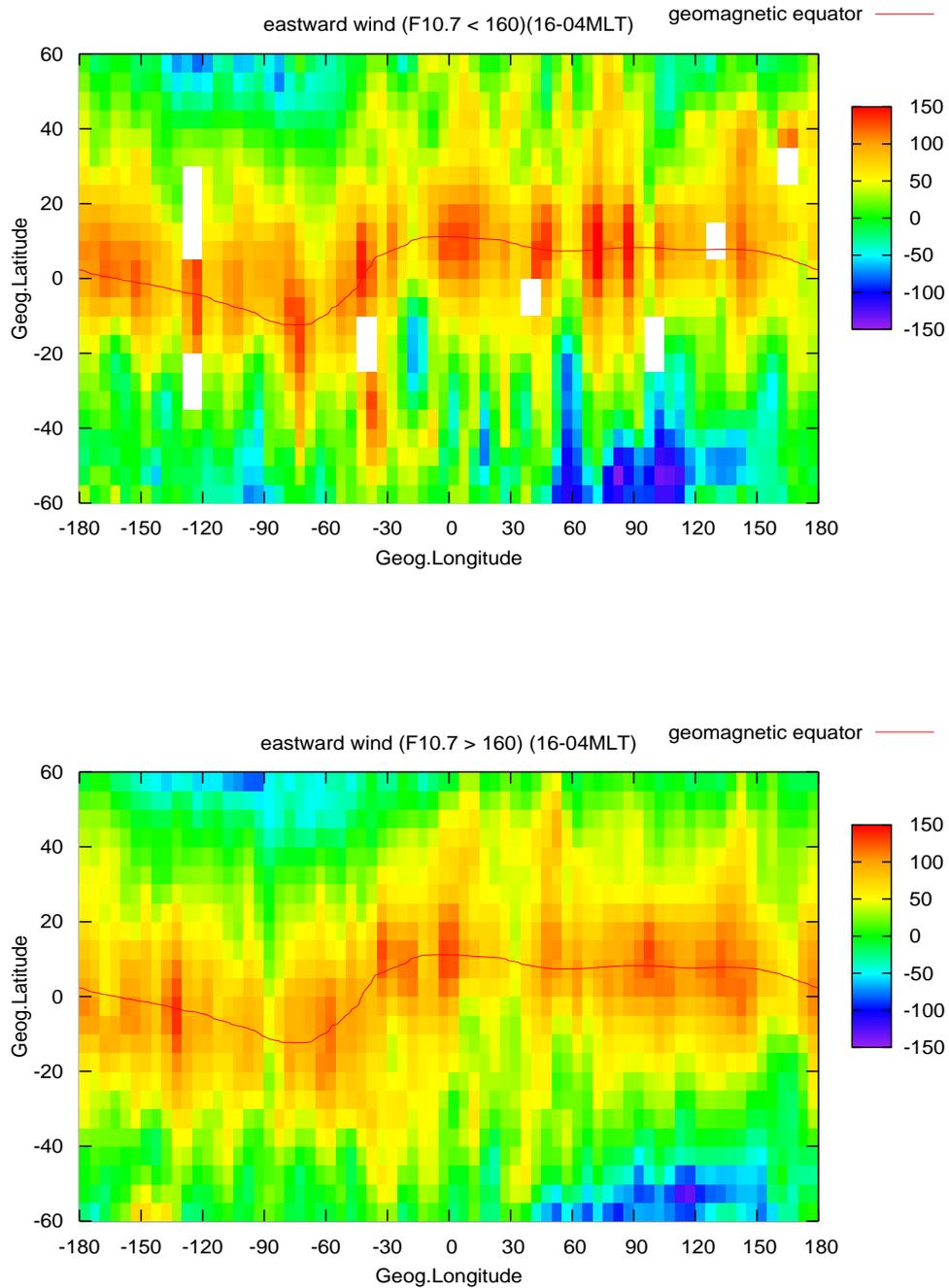


図 22 F10.7 が 160 より大きい時と小さい時における 16 MLT - 04 MLT の東西風分布

5.2.5 中性大気温度の分布

図 23, 図 24, 図 25 に 4 時間 (MLT) ごとに区切った中性温度の分布を示す。地理緯度と地理経度を $5^\circ \times 5^\circ$ で分け, その領域それぞれを平均して表示したものである。単位は K である。図中の空白部分はその領域を満たすデータがないため描かれていない。

それぞれの図を見てみると, 20 MLT - 08 MLT にかけて, 高緯度は 1300 K 以上の温度であるのに対して低緯度付近では 1000 K 以下と, 高緯度帯と低緯度帯では温度に大きな差がみられる。08 MLT - 20 MLT では低緯度付近の温度は高緯度付近の温度とほぼ同等な値を取る。高緯度の温度は MLT に関係なく 1300 K 以上の温度である。また, どの時間帯においても温度が磁気赤道に沿った分布をしているようには見られない。

図 26, 図 27 は高度 200 km - 600 km までを 100 km 間隔で区切り地理緯度と MLT を $5^\circ \times 1$ MLT で分けて表示したものである。昼に温度が高まり, 夜に温度が下がること, 高度が高くなるにつれて温度が全体で高まっていることが図からわかる。これらの図からは中性大気温度は地磁気に関係した構造を持っていないように思われる。

Liu et al. [2005] では中性大気密度の構造は 4.4.1 章で述べたようにプラズマの光化学反応による大気の加熱を示唆した。しかし, 今回得られた中性大気温度の図からは図 7 で見られる 10 MLT - 20 MLT において, 磁気赤道の両側で密度の極大を取り磁気赤道で極小を取るような分布に似た温度分布はしていない。

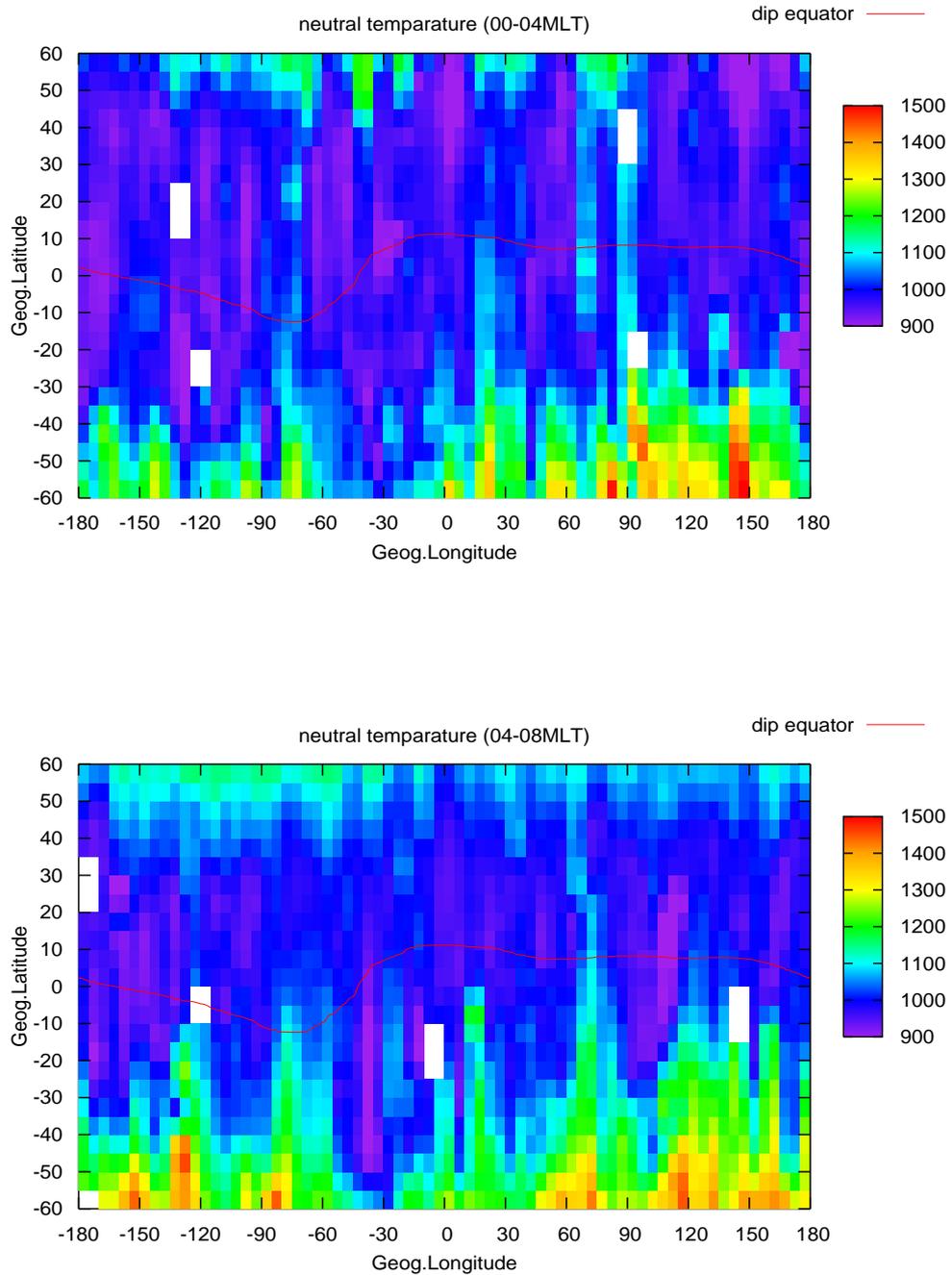


図 23 00 MLT - 04 MLT と 04 MLT - 08 MLT での中性大気の温度分布

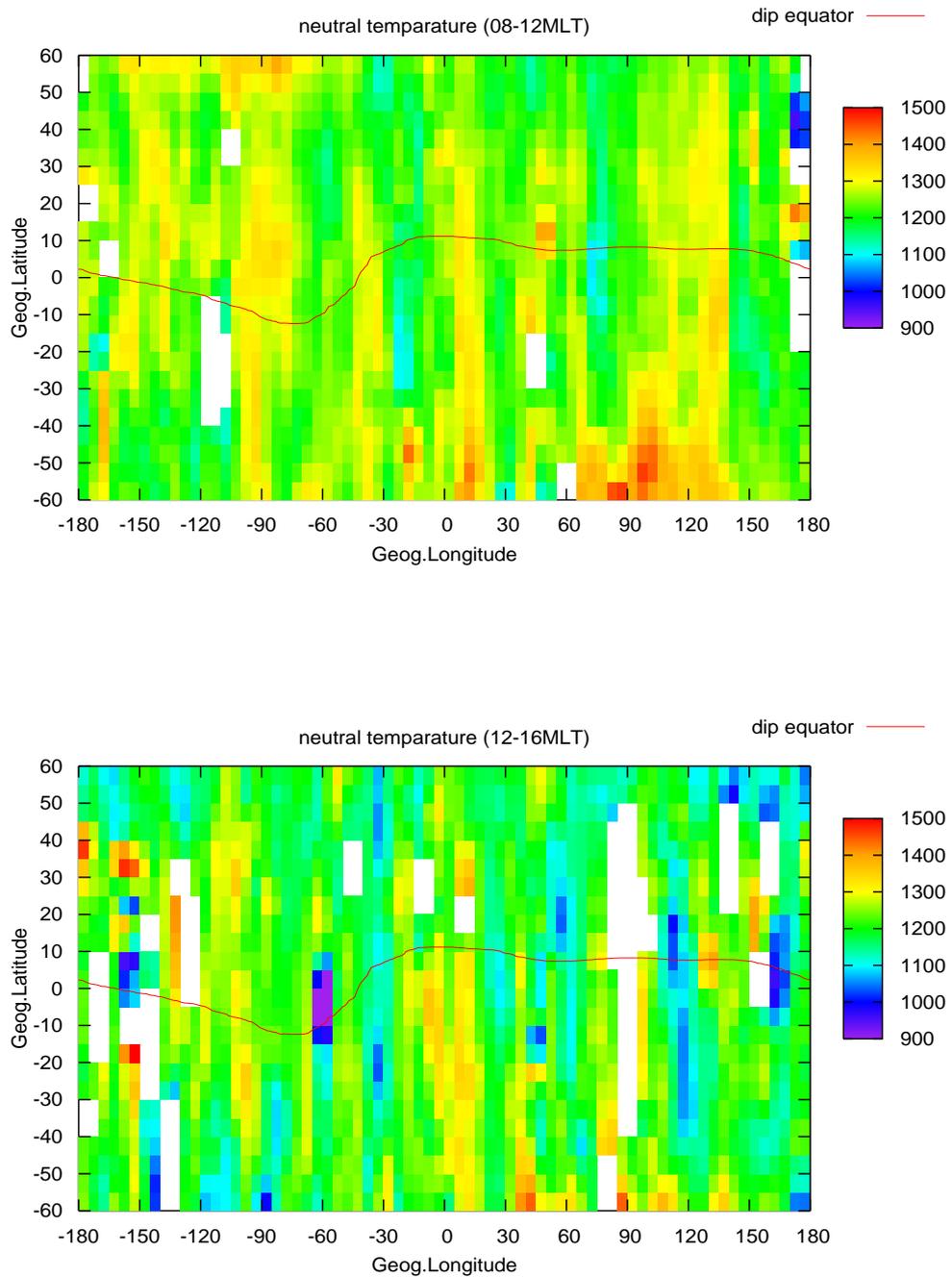


図 24 08 MLT - 12 MLT と 12 MLT - 16 MLT での中性大気の温度分布

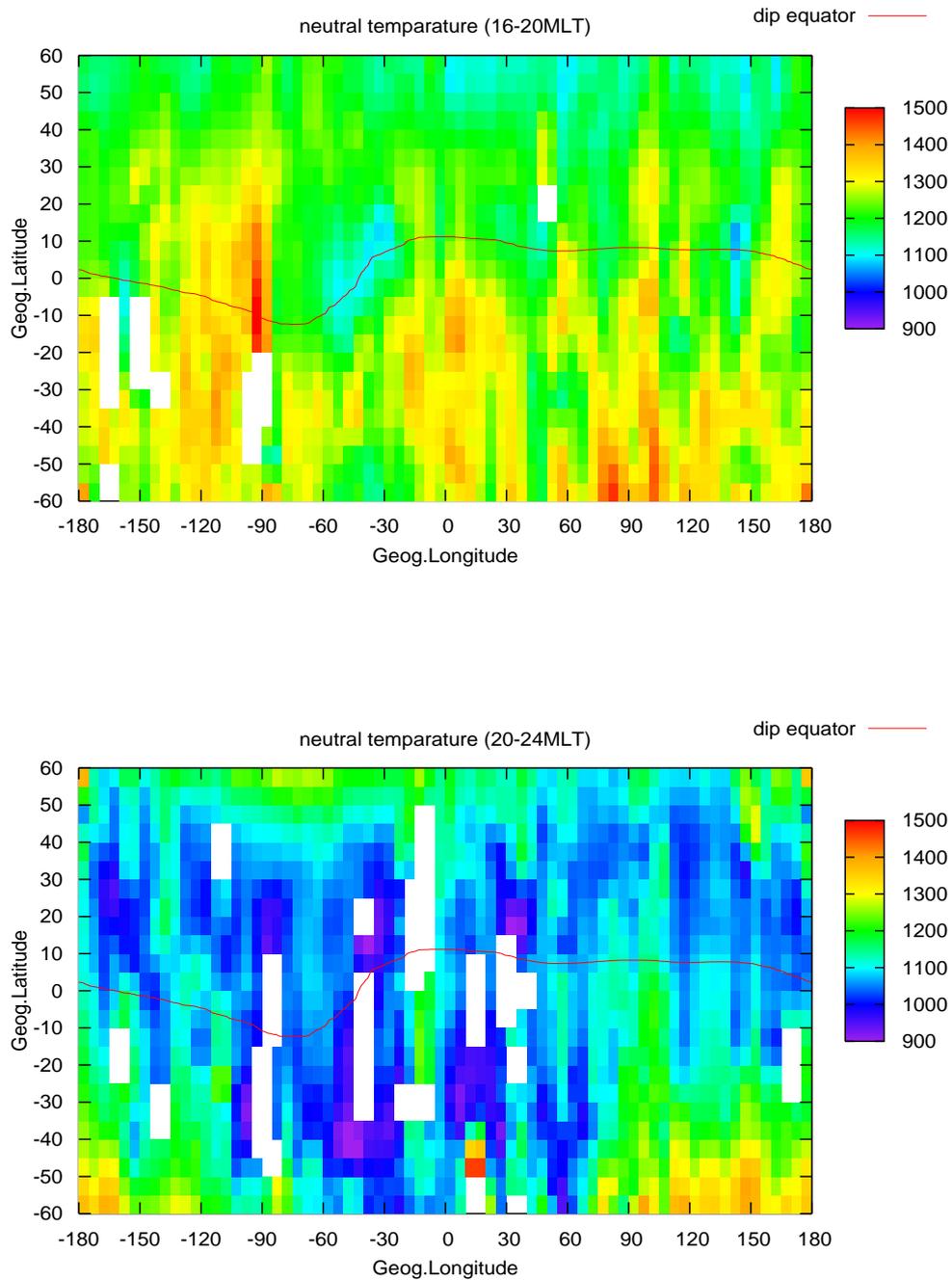


図 25 16 MLT - 20 MLT と 20 MLT - 24 MLT での中性大気の温度分布

5.2.6 中性粒子の数密度分布

図 28 - 図 32 は 1 cm^{-3} あたりの中性粒子の数密度分布である．図 28, 図 29, 図 30 は時間を 4 MLT ごとに区切り地理座標で数密度を表示したものである．地理緯度と地理経度を $5^\circ \times 5^\circ$ で分け, その領域にあるデータをそれぞれ平均している．中性大気は高度が高くなるにつれて密度が大きく減少する．図 3 で見られるように, 高度 600 km 付近では高度 200 km 付近に比べ密度は $10^{-3} - 10^{-4}$ のオーダーである．そのため, 高度 200 km - 600 km の範囲で中性大気の数密度の日変化を見るのは適切ではない．よって, 中性大気の数密度は高度 300 km - 500 km の範囲で時間ごとの変化を表示する．また図 31, 図 32 は高度 200 km- 600 km までを 100 km 間隔で区切り磁気緯度と MLT で表示したものである．なお, 高度によって密度が大きく変化するため, 図 31, 図 32 のそれぞれの図ではカラーバーの設定を変えて表示している．

図 28 - 図 32 においてはどの図からも中性粒子の数密度の分布と地磁気の関係を見るのは難しいように思われる．図 28, 図 29 を見ると, 昼間に密度が上昇し, 夜間に密度が減少する様子が見てわかるが, それぞれの高度も数密度が磁気緯度に依存しているようには見えない．また, 高度が高くなるにつれて数密度は大きく減少しているが, それは一般的に高度が高くなると大気密度が減少するためである．

Liu et al., [2005] では, 下部熱圏における大気の加熱による密度上昇を示唆していたが, 図 26, 図 27 の中性温度, 図 28, 図 29 の中性大気密度からは Liu et al., [2005] で示した中性大気密度 (図 7) の赤道異常の様子を見ることはできない．

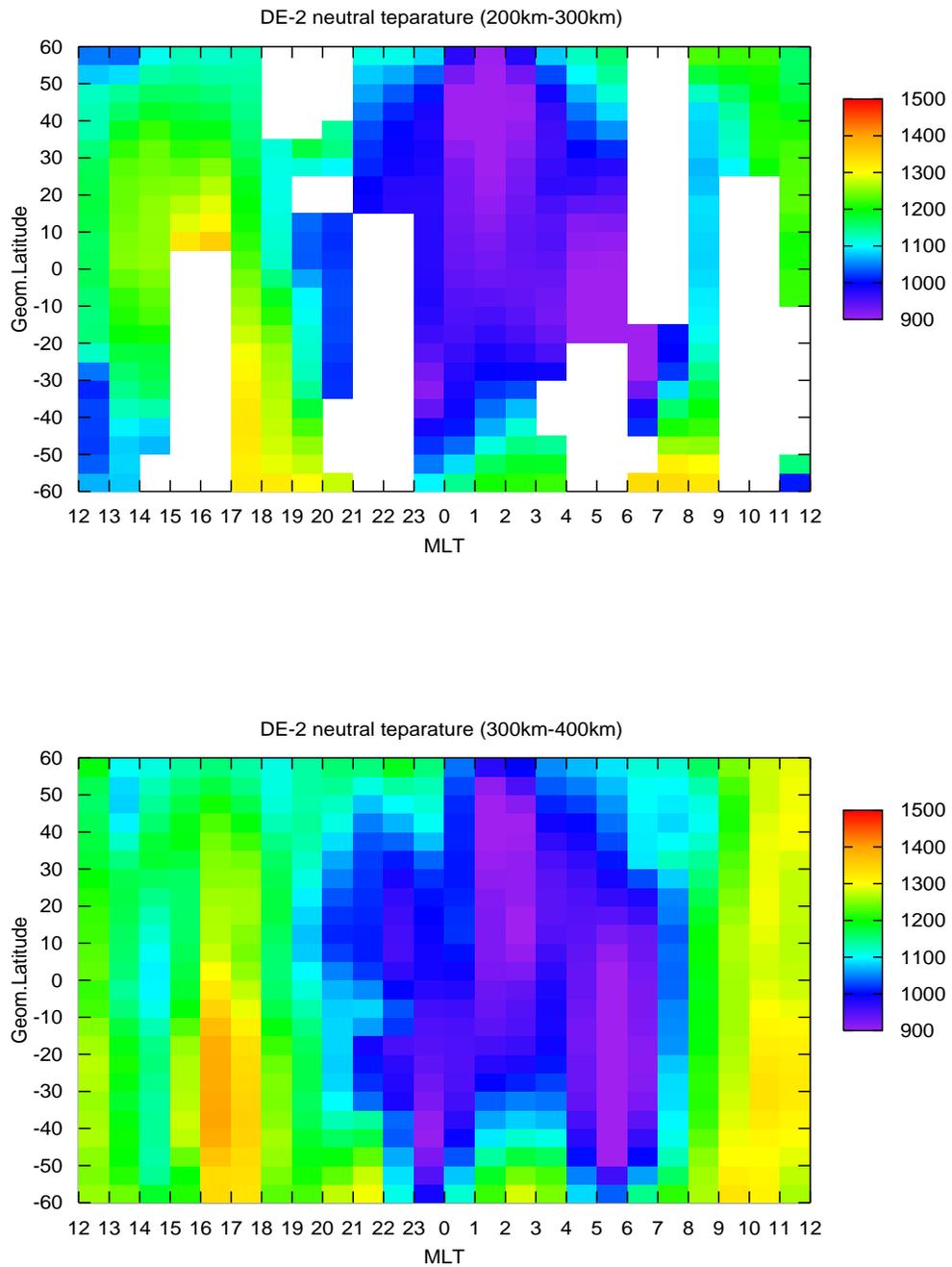


図 26 高度 200 km - 300 km と 300 km - 400 km での中性大気の温度分布

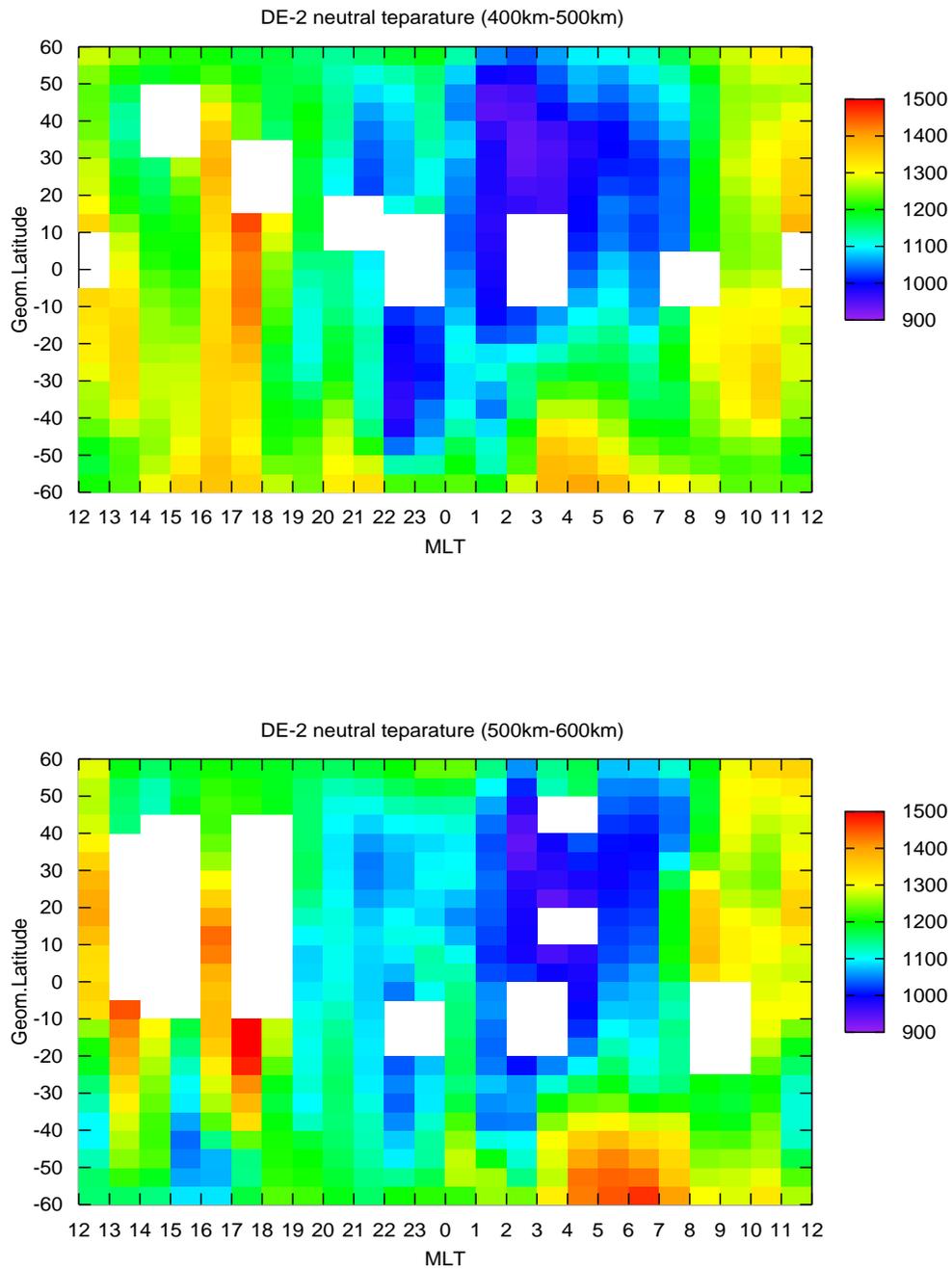


図 27 高度 400 km - 500 km と 500 km - 600 km での中性大気の温度分布

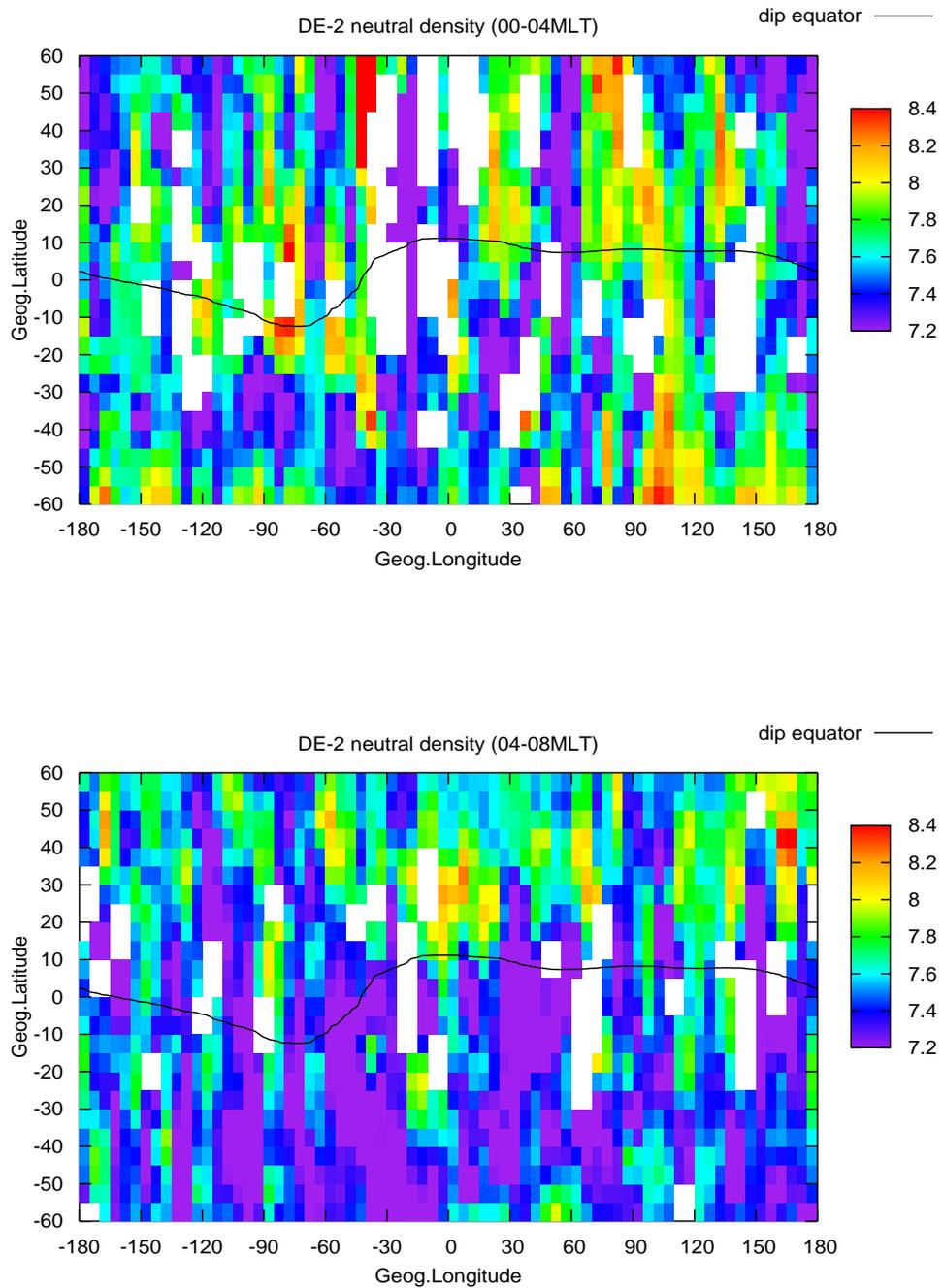


図 28 00 MLT - 04 MLT と 04 MLT - 08 MLT での中性粒子の数密度分布

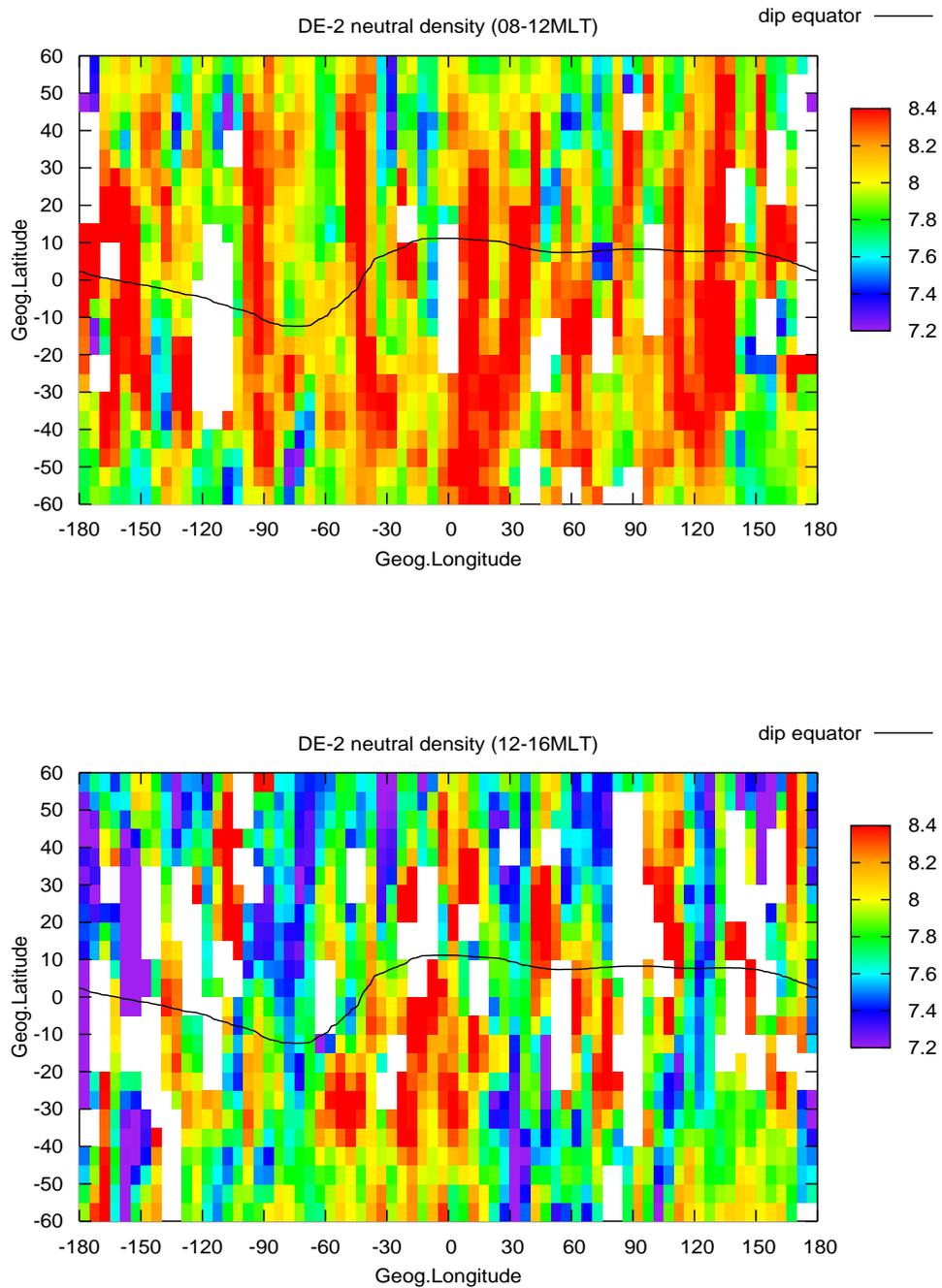


図 29 08 MLT - 12 MLT と 12 MLT - 16 MLT での中性粒子の数密度分布

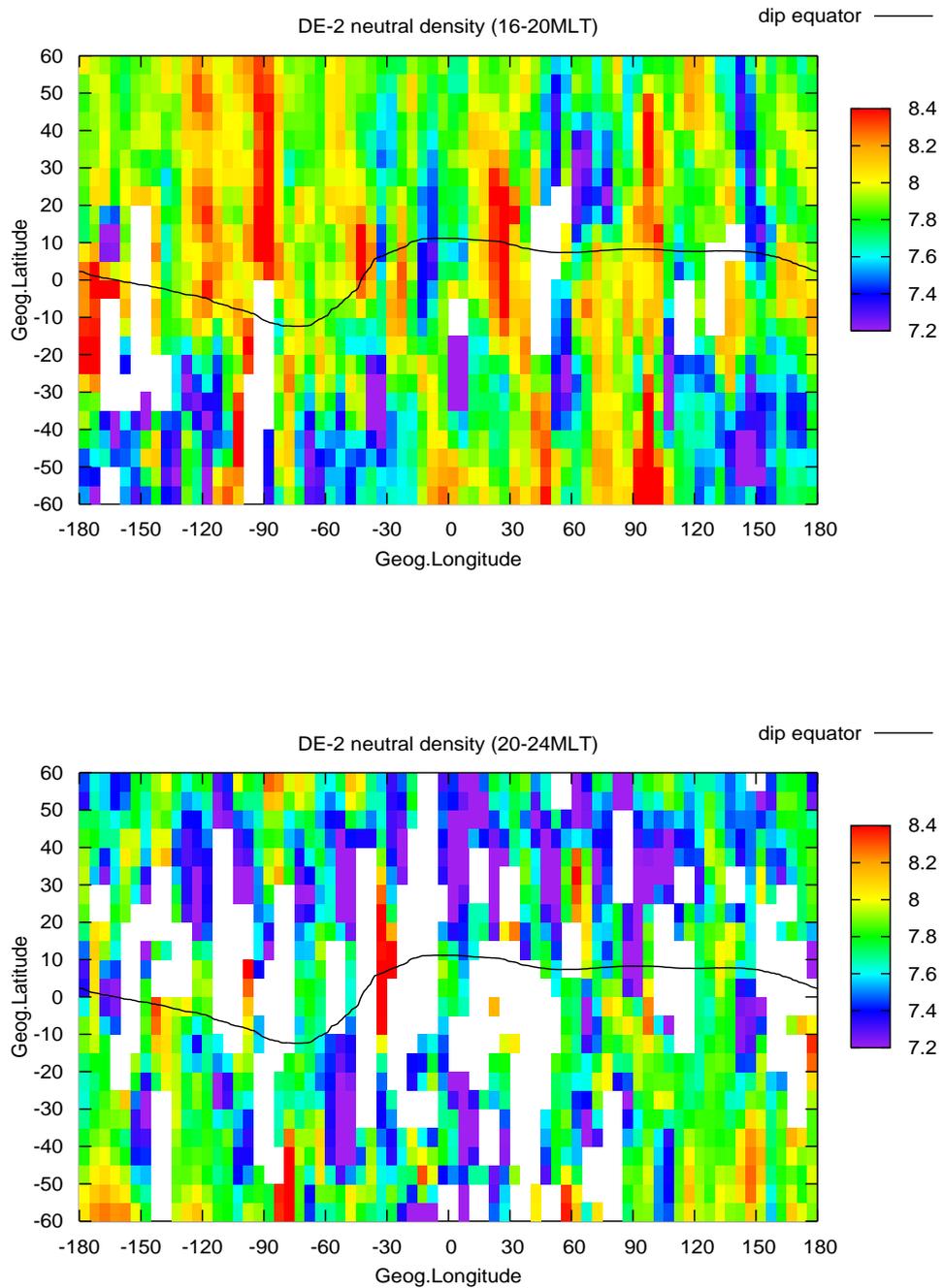


図 30 16 MLT - 20 MLT と 20 MLT - 24 MLT での中性粒子の数密度分布

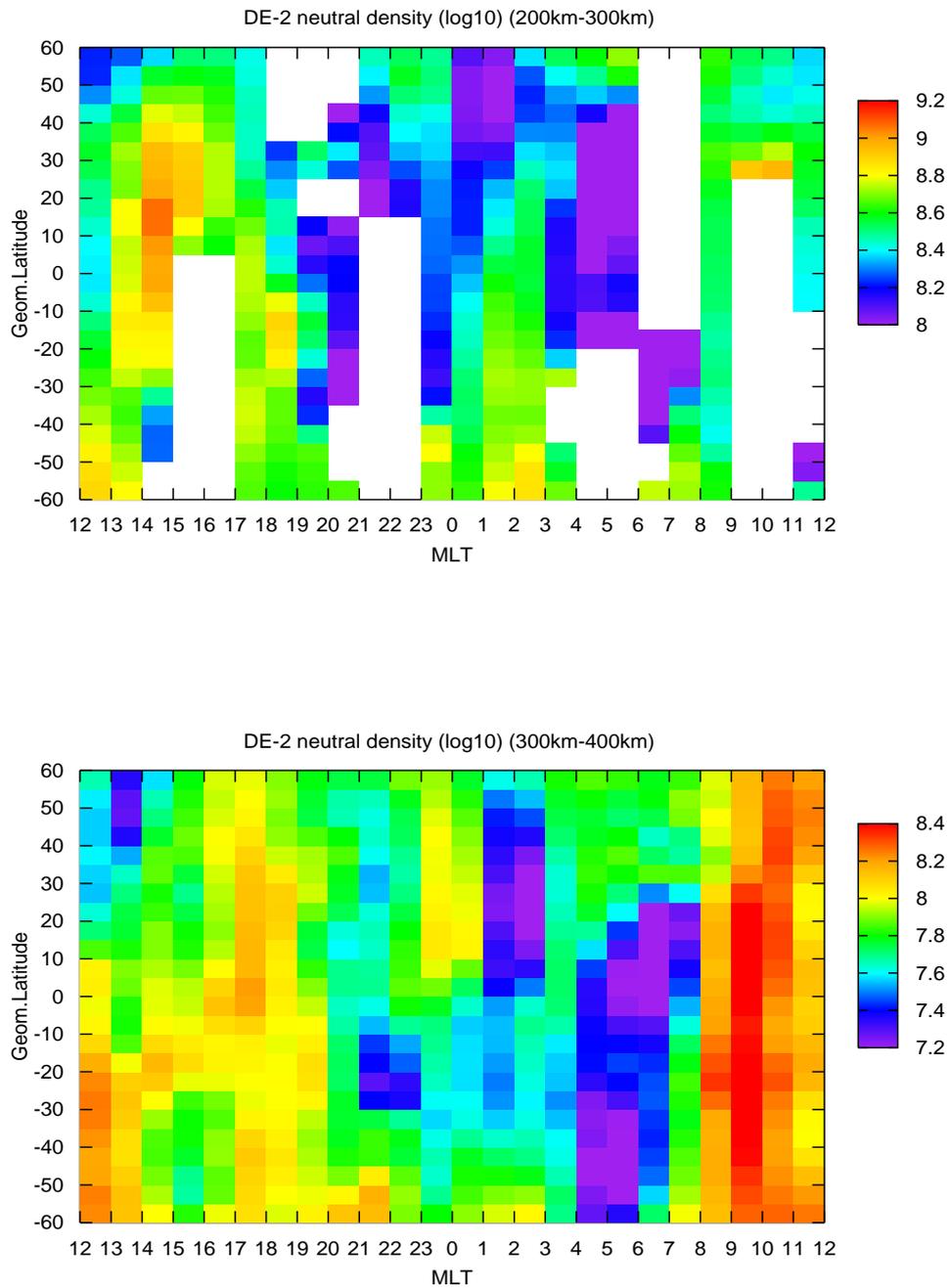


図 31 高度 200 km - 300 km と高度 300 km - 400 km での中性粒子の数密度分布

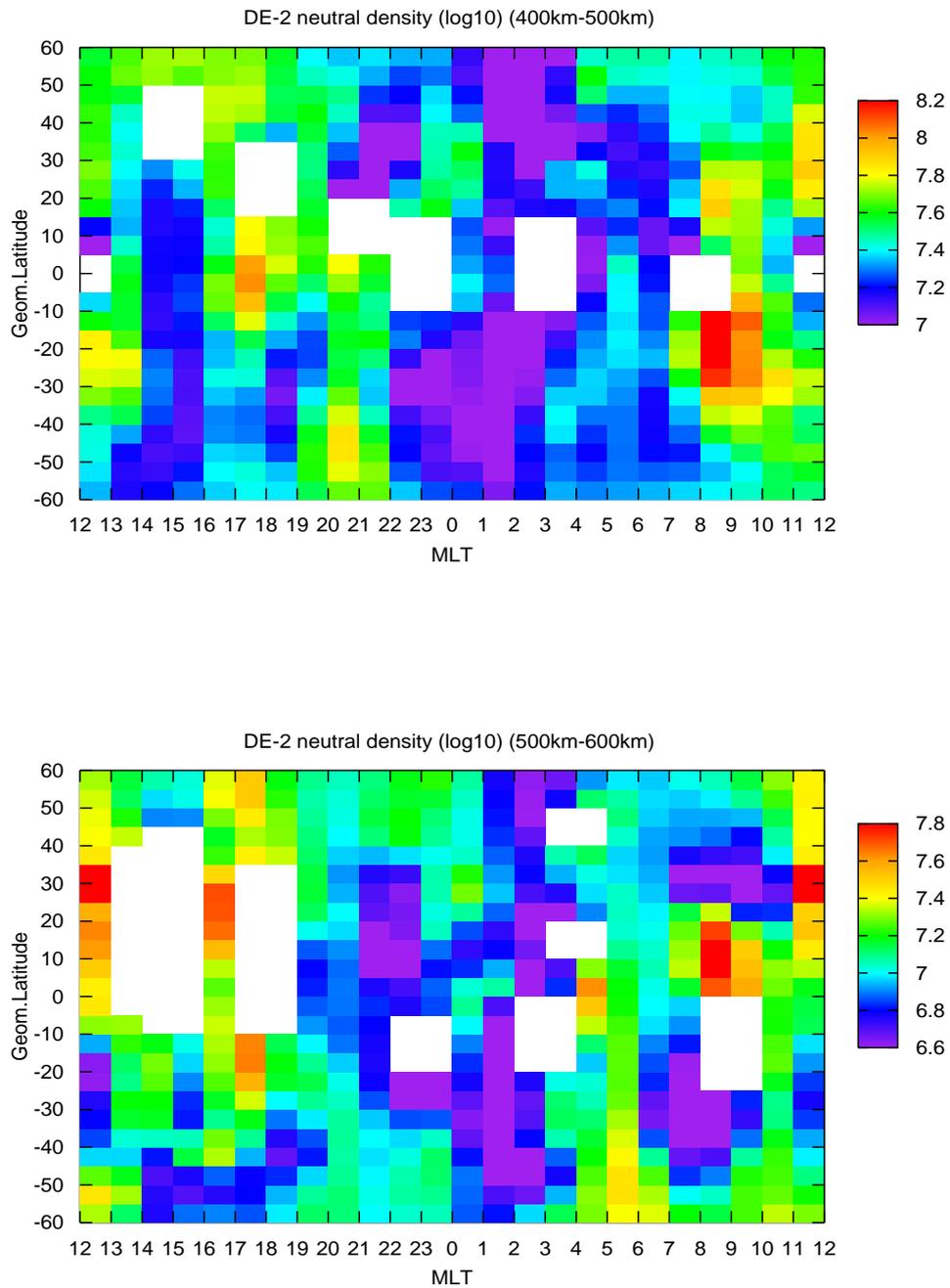


図 32 高度 400 km - 500 km と高度 500 km - 600 km での中性粒子の数密度分布

5.3 DE-2 衛星の RPA のデータ解析

5.3.1 東西ドリフト分布

東西ドリフトの分布は図 33 - 図 37 に示す．図 33, 図 34, 図 35 は 4 時間 (MLT) ごとに区切った東西ドリフトの分布である．地理緯度と地理経度を $5^\circ \times 5^\circ$ で分け, その領域それぞれを平均して表示したものである．単位は m/s である．図 36, 図 37 は高度 200 km- 600 km までを 100 km 間隔で表示した東西ドリフト分布である．磁気緯度と MLT を $5^\circ \times 1$ MLT に分けその領域をそれぞれ平均したものである．図の空白部分はその領域に該当するデータがないために描かれていない．

図 33, 図 34, 図 35 を見るとどの時間帯も磁気赤道に沿った分布をしていることがわかる．図 36, 図 37 からそのような構造を見ることができ, 高度によっては大きく変化しないようである．図 35 の, 16 MLT - 20MLT の図からは磁気赤道の両側で東向きドリフトの極大を取り, 磁気赤道で極小となる構造が見られる．しかしこのような構造はほかの時間帯の図には見られない．

東西ドリフトの分布は東西風の分布と似たような構造をしている．図 36, 図 37 から, 東西風は高度によらず $40^\circ \text{S} - 40^\circ \text{N}$ における約 16 MLT - 17 MLT で西向きのドリフトから東向きのドリフトに変化する．そして東向きのドリフトは磁気赤道付近では約 05 MLT まで続いている．東向きのドリフトとなる時間は東西風が東向きの風となる時間とほぼ一致している．しかし, 東西風のほうが緯度方向に対しても風の強さが大きくなっている．

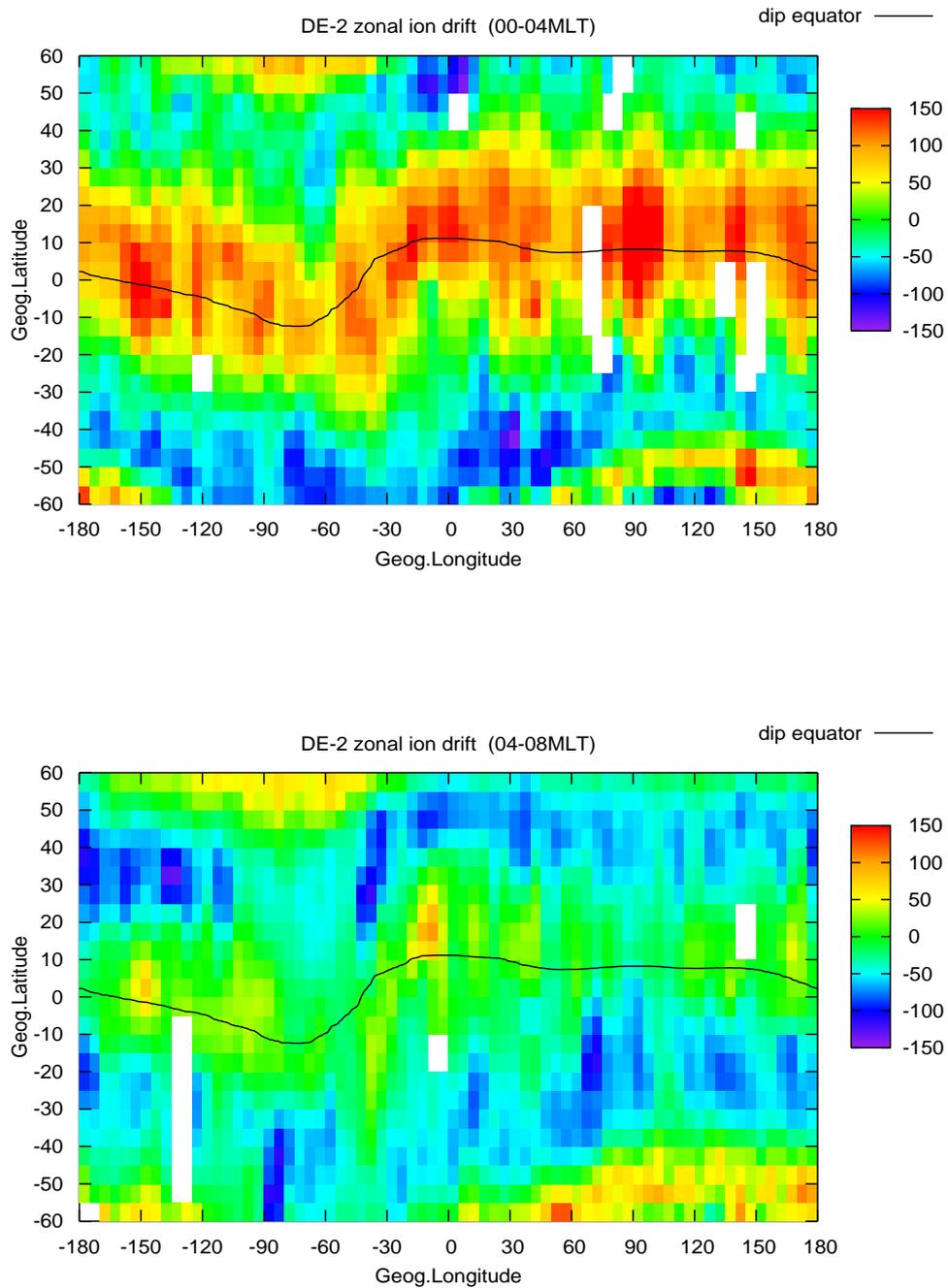


図 33 00 MLT - 04 MLT と 04 MLT - 08 MLT での東西方向のプラズマドリフト

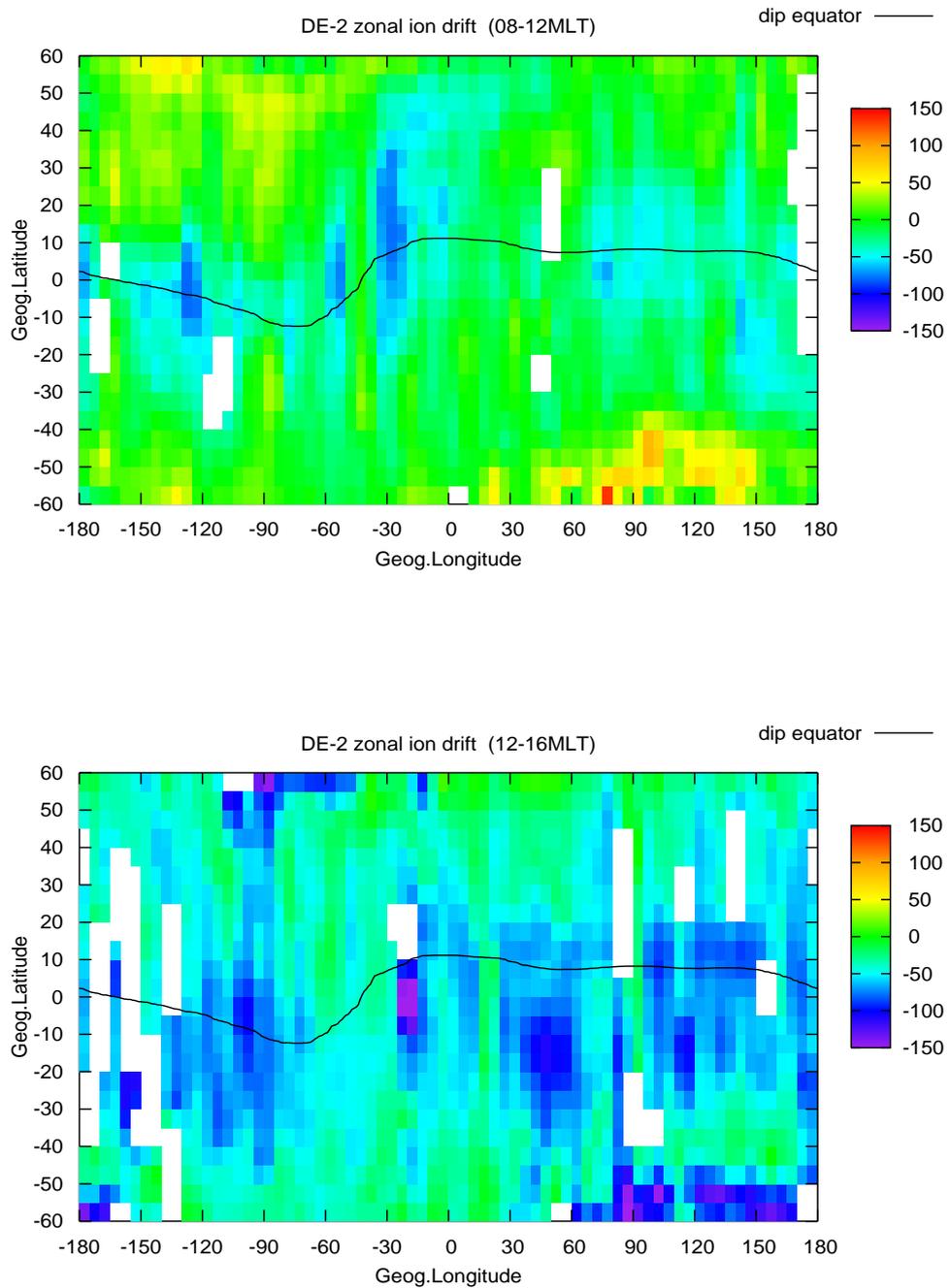


図 34 08 MLT - 12 MLT と 12 MLT - 16 MLT での東西方向のプラズマドリフト

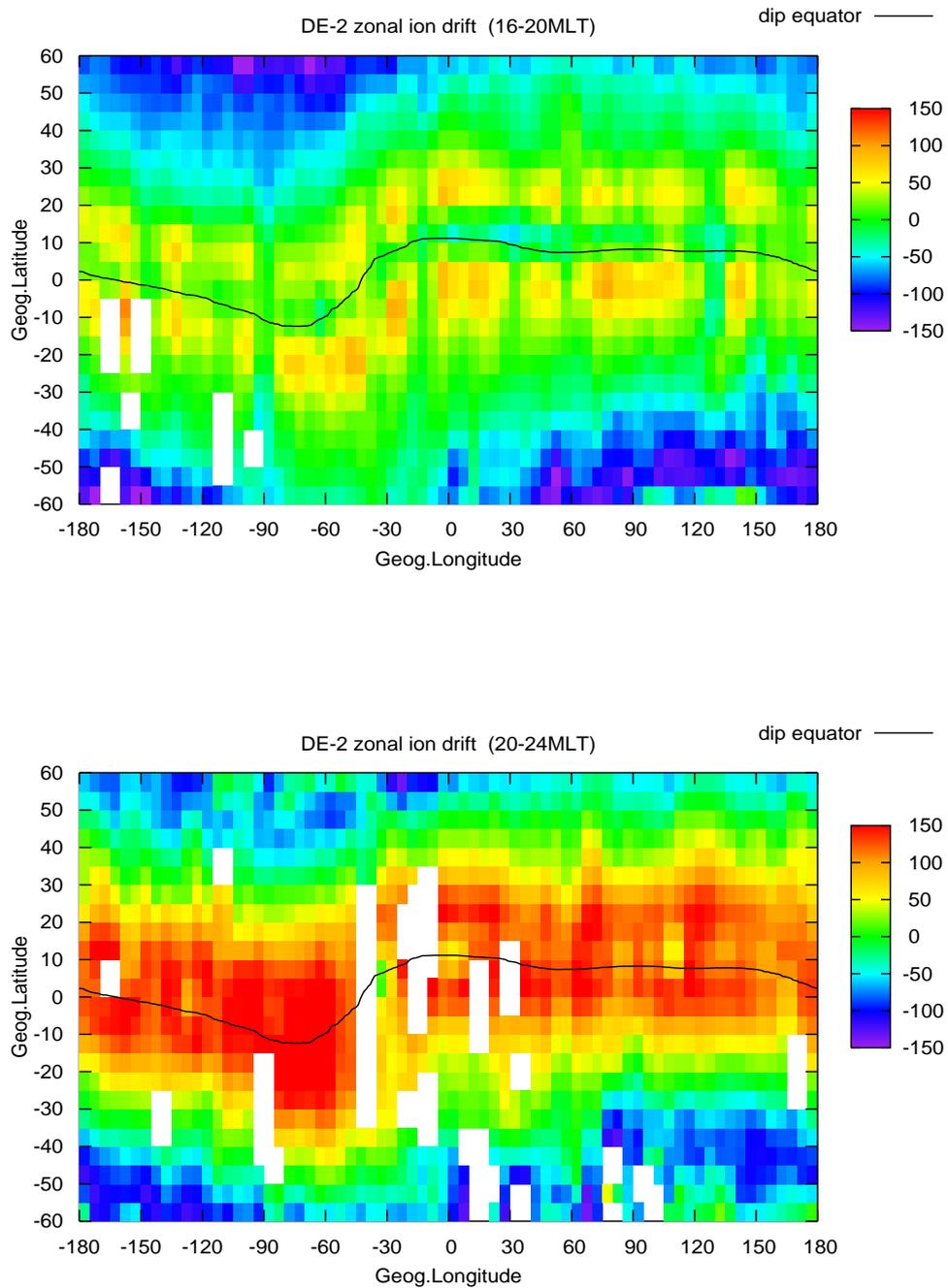


図 35 16 MLT - 20 MLT と 20 MLT - 24 MLT での東西方向のプラズマドリフト

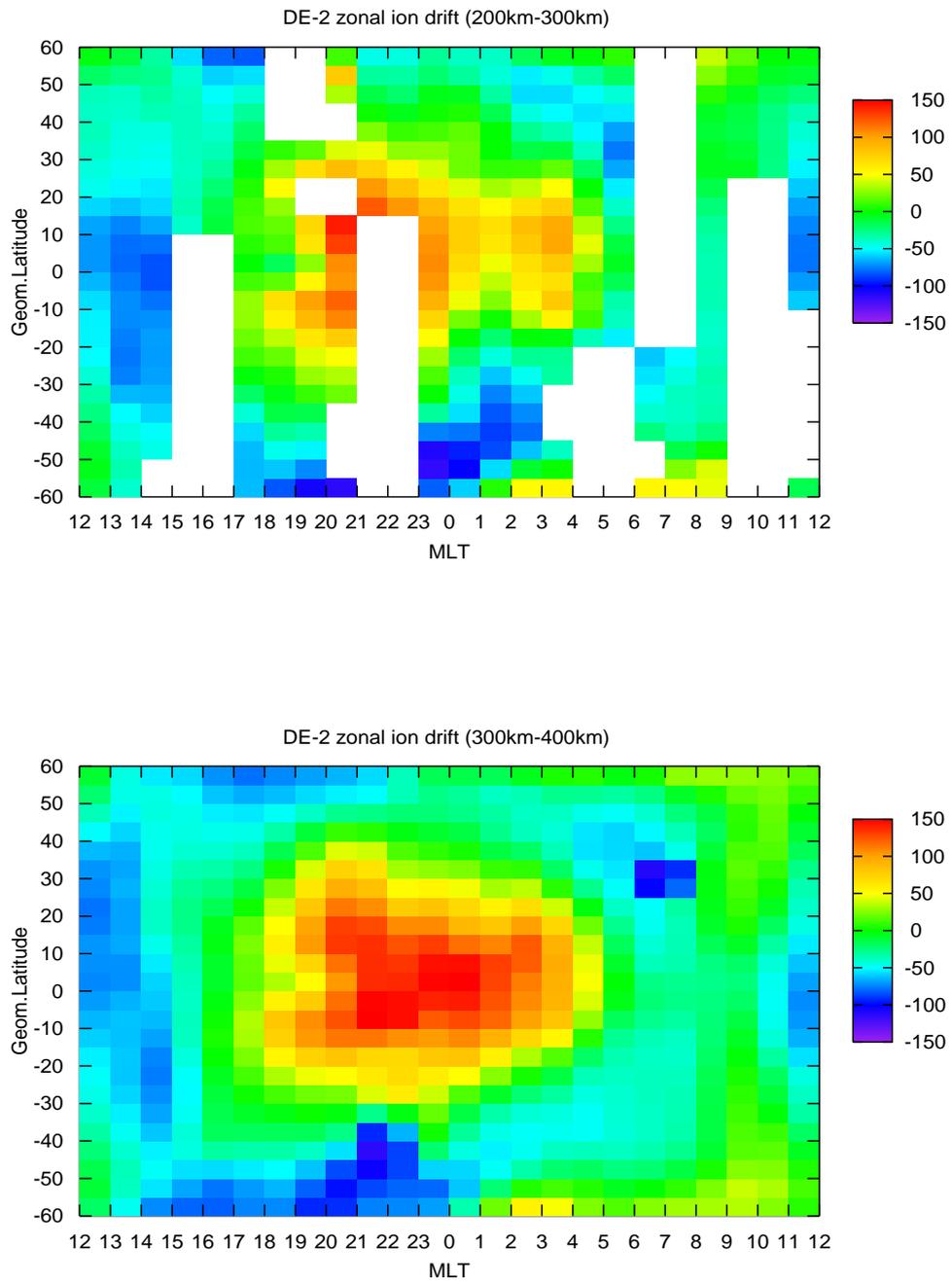


図 36 高度 200 km - 300 km と 300 km - 400 km での東西方向のプラズマドリフト

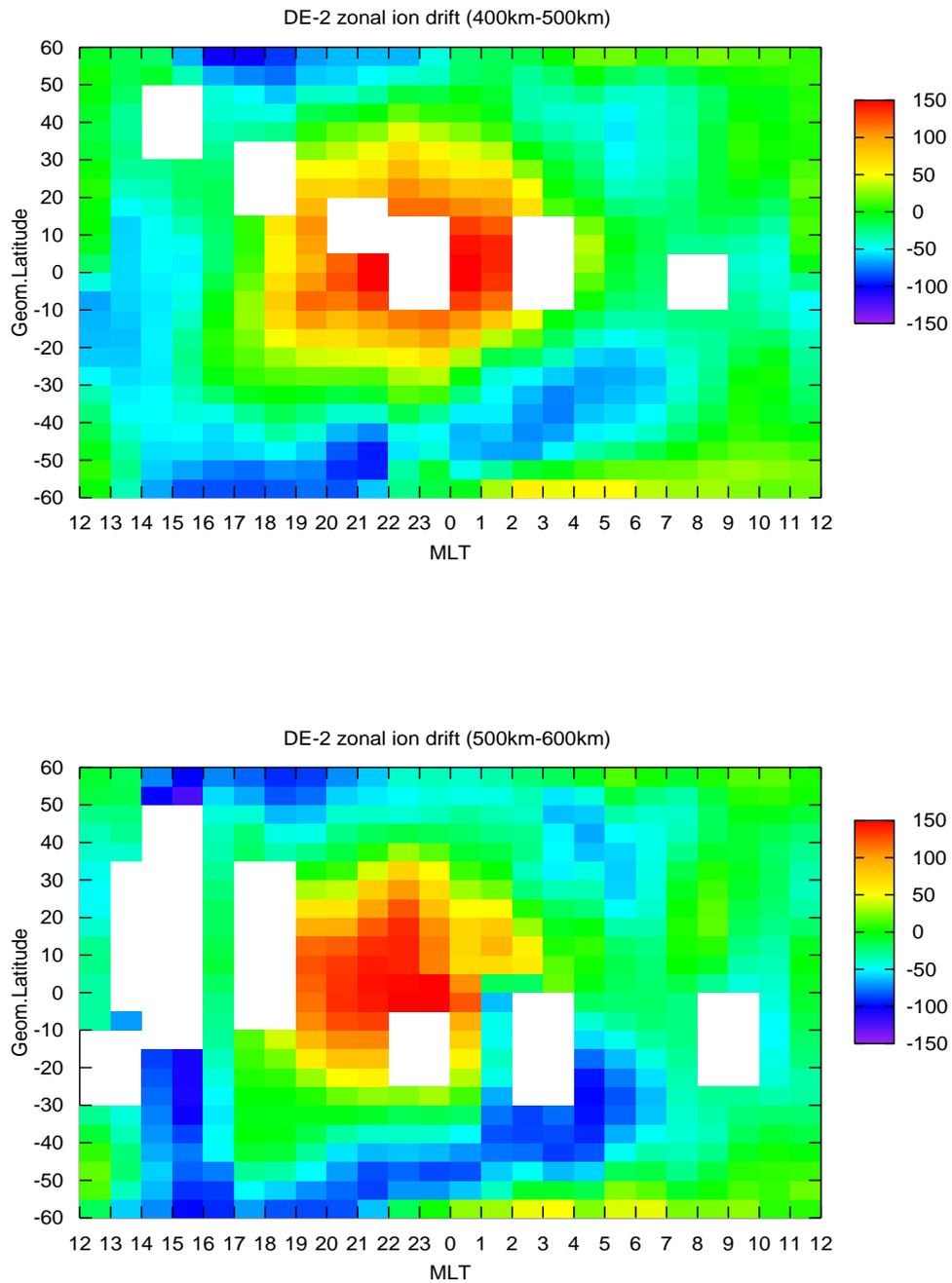


図 37 高度 400 km - 500 km と 500 km - 600 km での東西方向のプラズマドリフト

5.3.2 南北ドリフト分布

南北ドリフトの分布は図 38 - 図 42 に示す。図 38, 図 39, 図 40 は 4 時間 (MLT) ごとに区切った南北ドリフトの分布であり, 地理緯度と地理経度を $5^\circ \times 5^\circ$ で分け, その領域それぞれを平均して表示したものである。単位は m/s である。正の値が北向きのドリフトを表す。図 41, 図 42 は高度 200 km - 600 km までを 100 km 間隔で分けて表示した南北ドリフト分布である。磁気緯度と MLT を $5^\circ \times 1 \text{ MLT}$ に分けその領域をそれぞれ平均したものである。図の空白部分はその領域に該当するデータがないために描かれていない。

図 40 の 08 MLT - 12 MLT の図には磁気赤道に沿って北向きのドリフトが強まっているように見えるが, 他の時間帯の図からはそのような磁気赤道でドリフトが強まる, または弱まるといった傾向はみられない。図 41, 図 42 から南北ドリフトは磁気緯度に関して特徴的な分布をしてはいないようである。

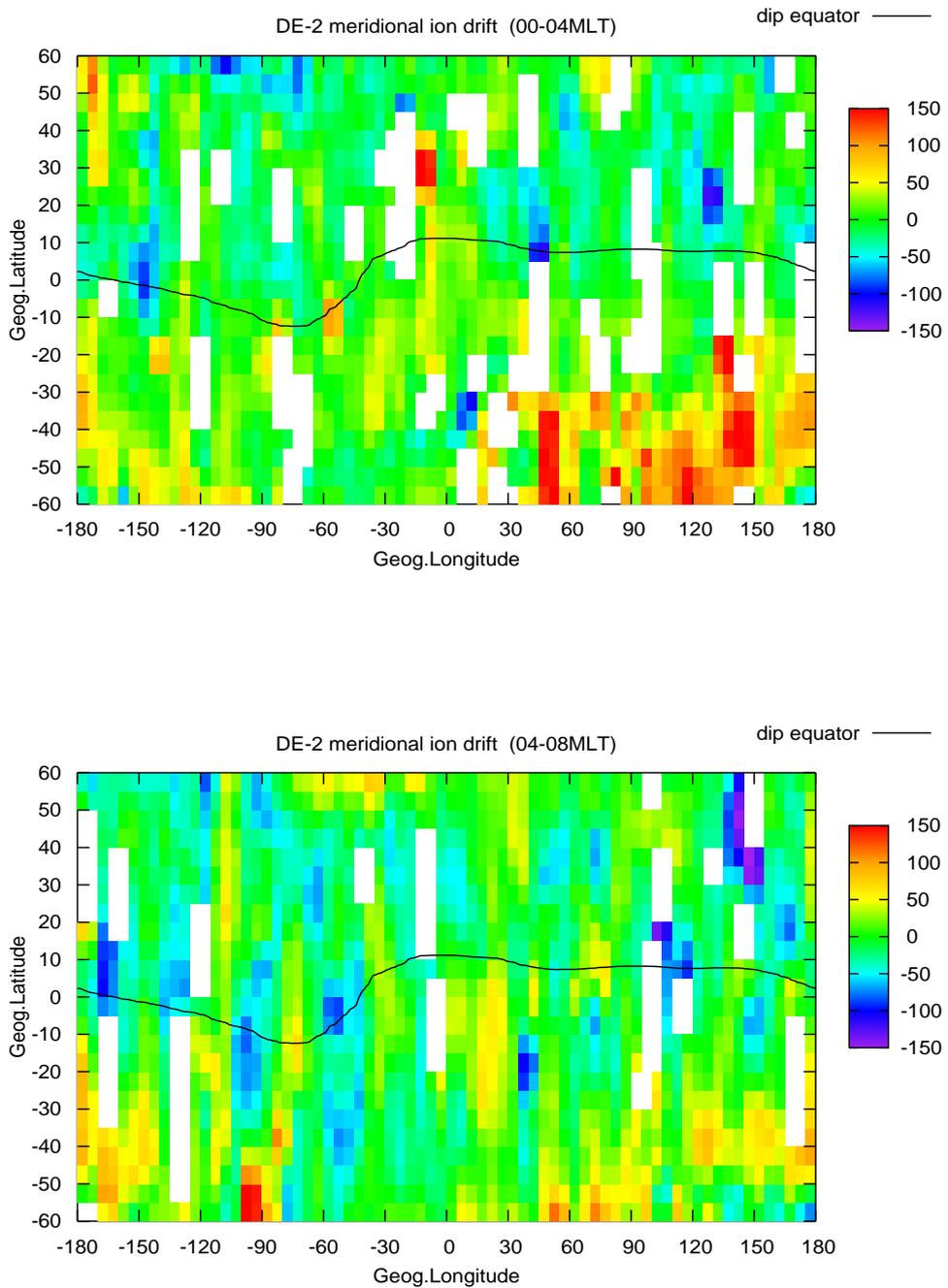


図 38 00 MLT - 04 MLT と 04 MLT - 08 MLT での南北方向のプラズマドリフト

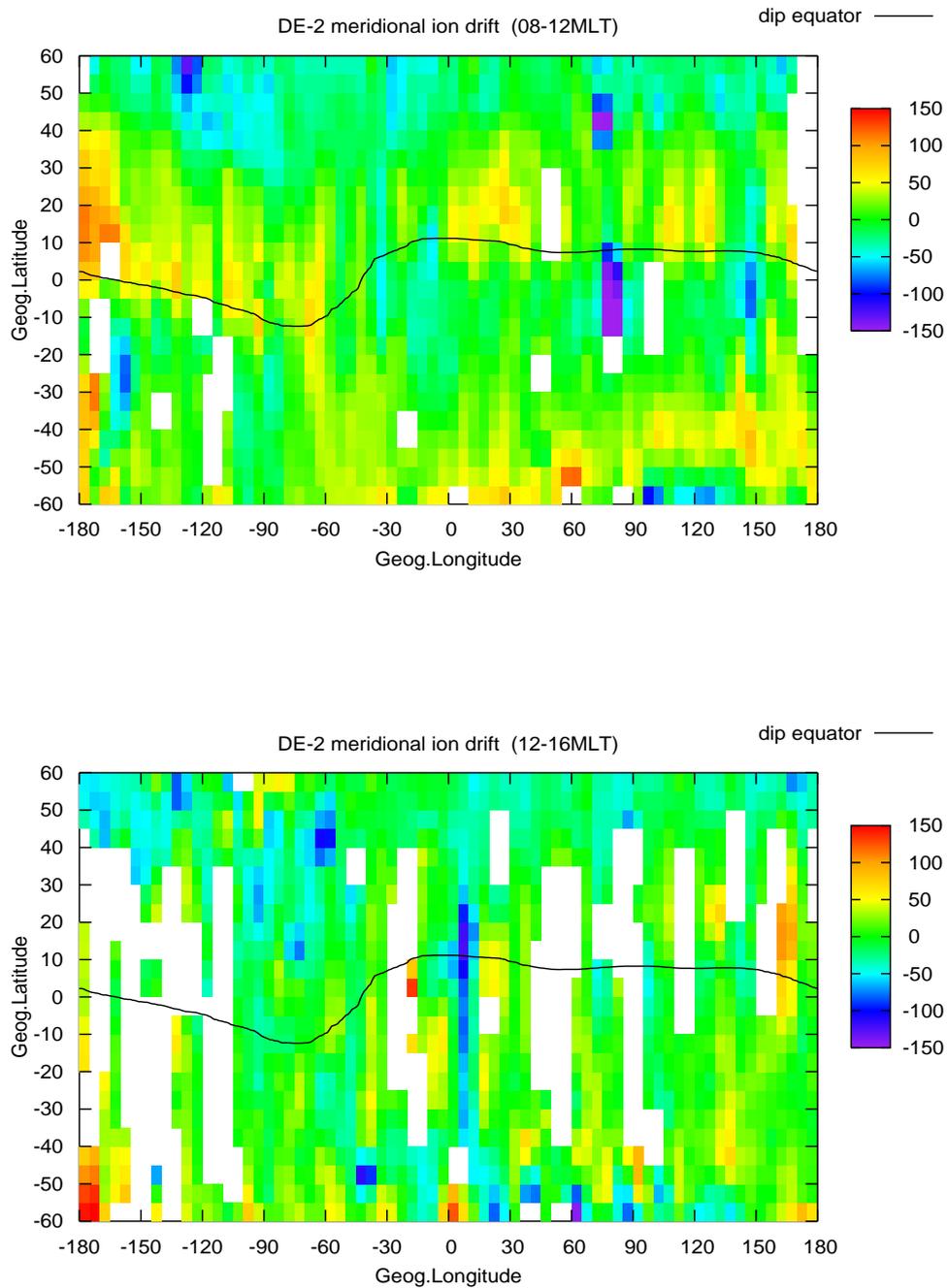


図 39 08 MLT - 12 MLT と 12 MLT - 16 MLT での南北方向のプラズマドリフト

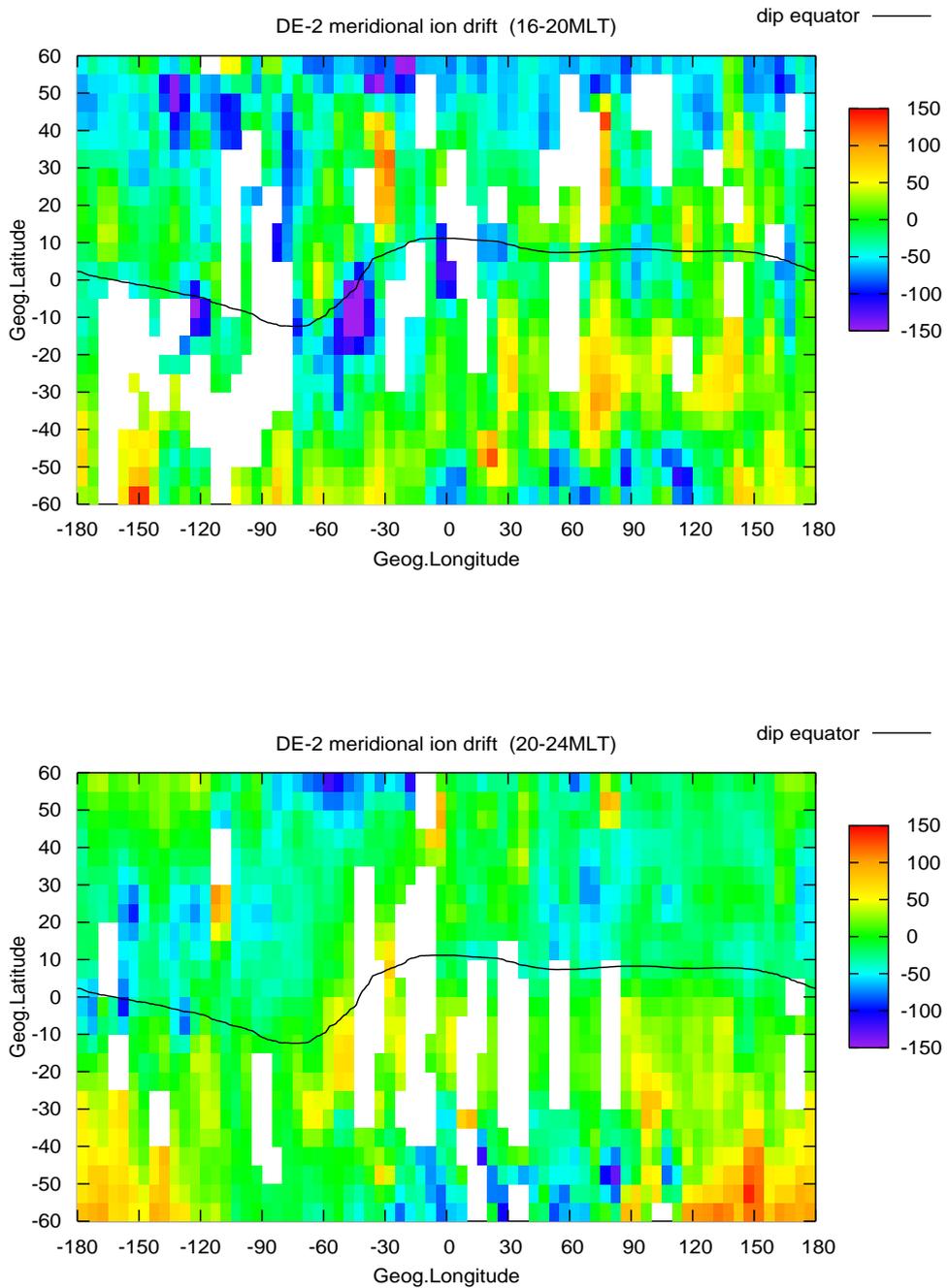


図 40 16 MLT - 20 MLT と 20 MLT - 24 MLT での南北方向のプラズマドリフト

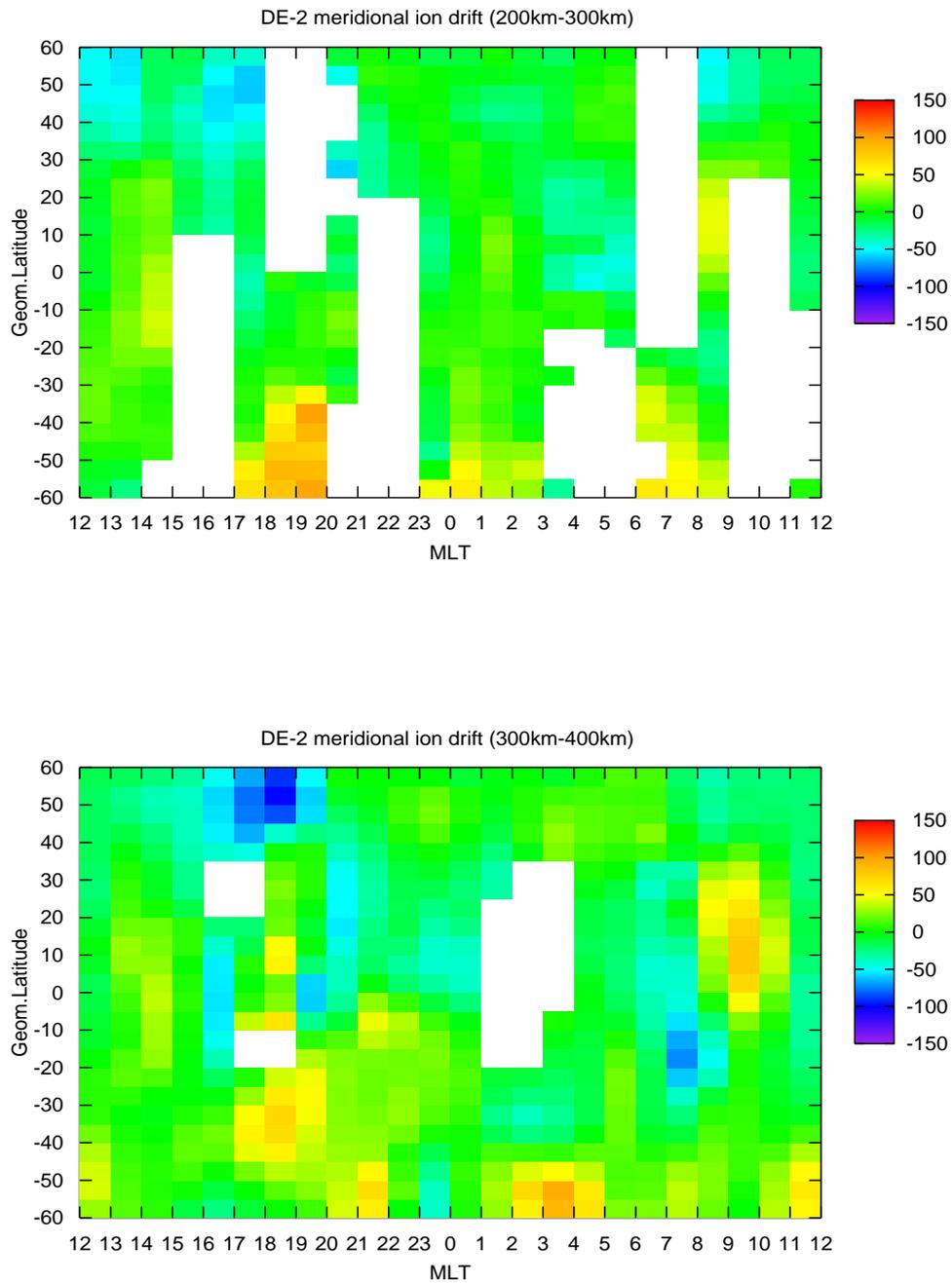


図 41 高度 200 km - 300 km と 300 km - 400 km での南北方向のプラズマドリフト

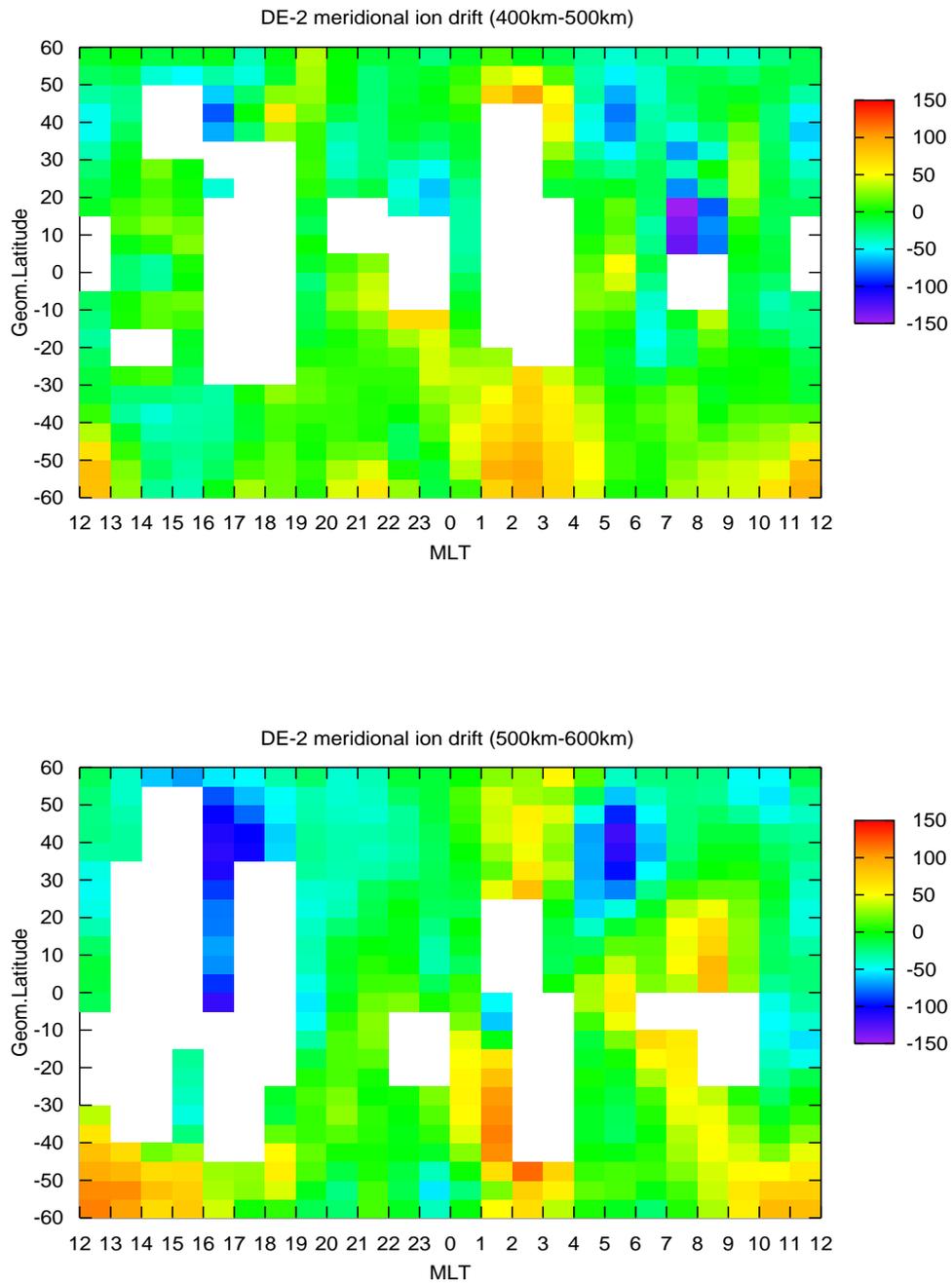


図 42 高度 400 km - 500 km と 500 km - 600 km での南北方向のプラズマドリフト

5.3.3 鉛直ドリフト分布

鉛直ドリフトの分布は図 43 - 図 47 に示す。図 43, 図 44, 図 45 は 4 時間 (MLT) ごとに区切った鉛直ドリフトの分布であり, 地理緯度と地理経度を $5^\circ \times 5^\circ$ で分け, その領域それぞれを平均して表示したものである。単位は m/s である。正の値が上向きドリフトを表す。また, 図 46, 図 47 は高度 200 km - 600 km までを 100 km 間隔で分けて表示した鉛直ドリフト分布である。磁気緯度と MLT を $5^\circ \times 1 \text{ MLT}$ に分けその領域をそれぞれ平均したものである。図の空白部分はその領域に該当するデータがないために描かれていない。

図 44, 図 45 の図を見ると, 08 MLT - 24 MLT の間は磁気赤道を中心に上向き・下向きのドリフトの極大を取るような構造が見られる。ドリフト速度は 1 日で $\pm 60 \text{ m/s}$ の範囲で変化するようだ。12 MLT - 24 MLT までは磁気赤道で極大を取るような分布であるが, 08 MLT - 12 MLT では上向きドリフトの高まりが南半球の高緯度側まで広がっている。00 MLT - 08 MLT においては, 磁気赤道に沿った分布をみることは難しい。16 MLT - 20 MLT では磁気赤道で極大を取る構造がはっきりと見て取れる。16 MLT 付近は図 12 で見られるように東西風が西向きから東向きに変わる時間帯であり, 東向きの電場が発生するようになる。そのため上向きの $E \times B$ ドリフトが発生したものと考えられる。図 46, 図 47 から 16 MLT - 18 MLT では高緯度側まで上向きドリフトの高まりがみられる。しかし, 高度 500 km - 600 km においてはその高まりは見られない。

図 46, 図 47 を見ると, この図からは鉛直ドリフトは高度によらず同じ構造をしているというのは難しいように思われる。これは鉛直ドリフトが高度によってその構造が変わるということを示唆しているのかもしれないが, 単にデータが不足しているためかもしれない。図 44, 図 45 の, 08 MLT - 24 MLT の間は磁気赤道で極大を取る構造が見られたが, 図 46, 図 47 からすべての高度において見られるというわけではない。そのため磁気赤道で極大を取る構造はある特定の高度で起きている現象かもしれない。高度別でさらに細かくドリフト速度の変化を見る必要があるであろう。

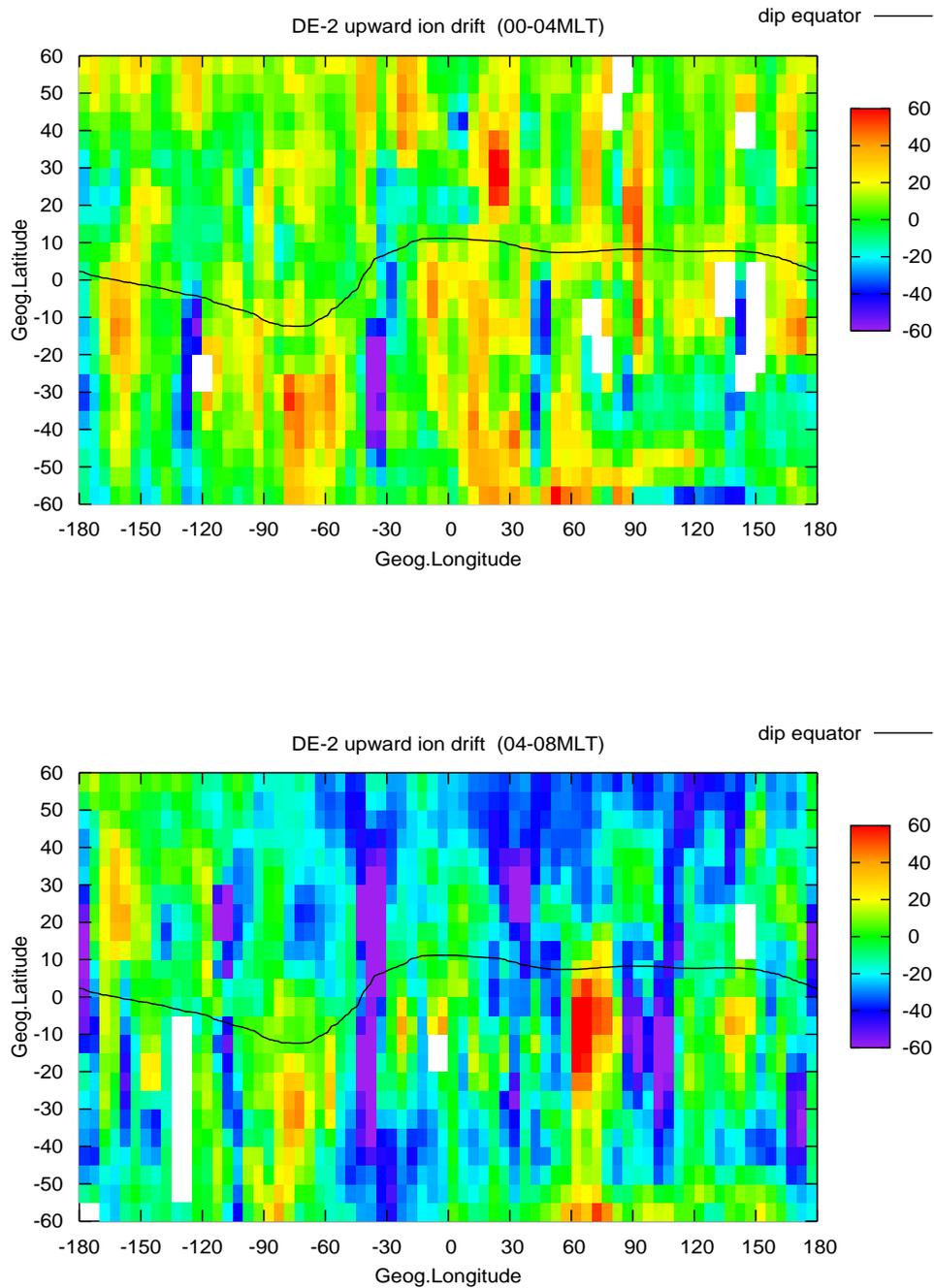


図 43 00 MLT - 04 MLT と 04 MLT - 08 MLT での鉛直方向のプラズマドリフト

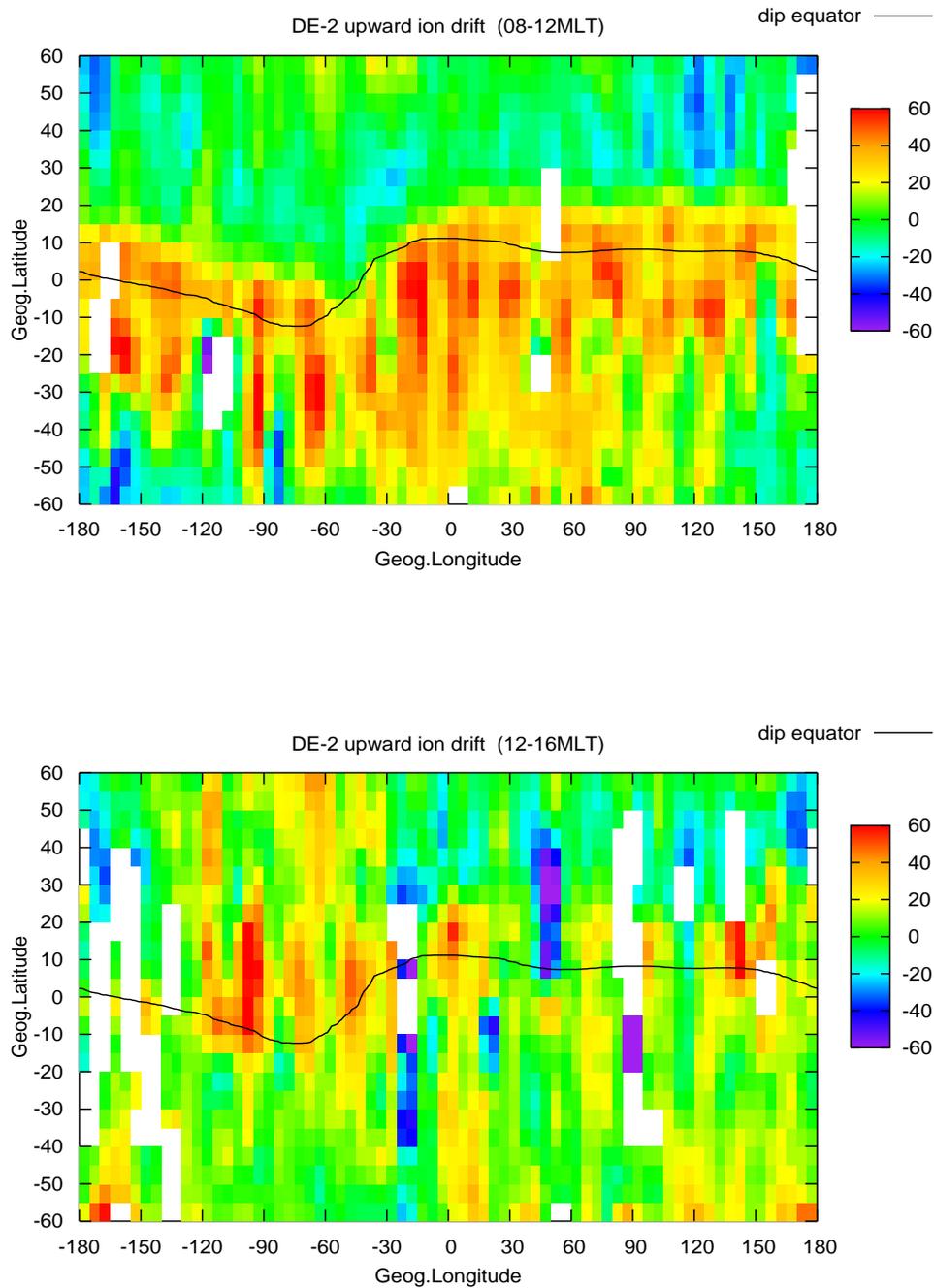


図 44 08 MLT - 12 MLT と 12 MLT - 16 MLT での鉛直方向のプラズマドリフト

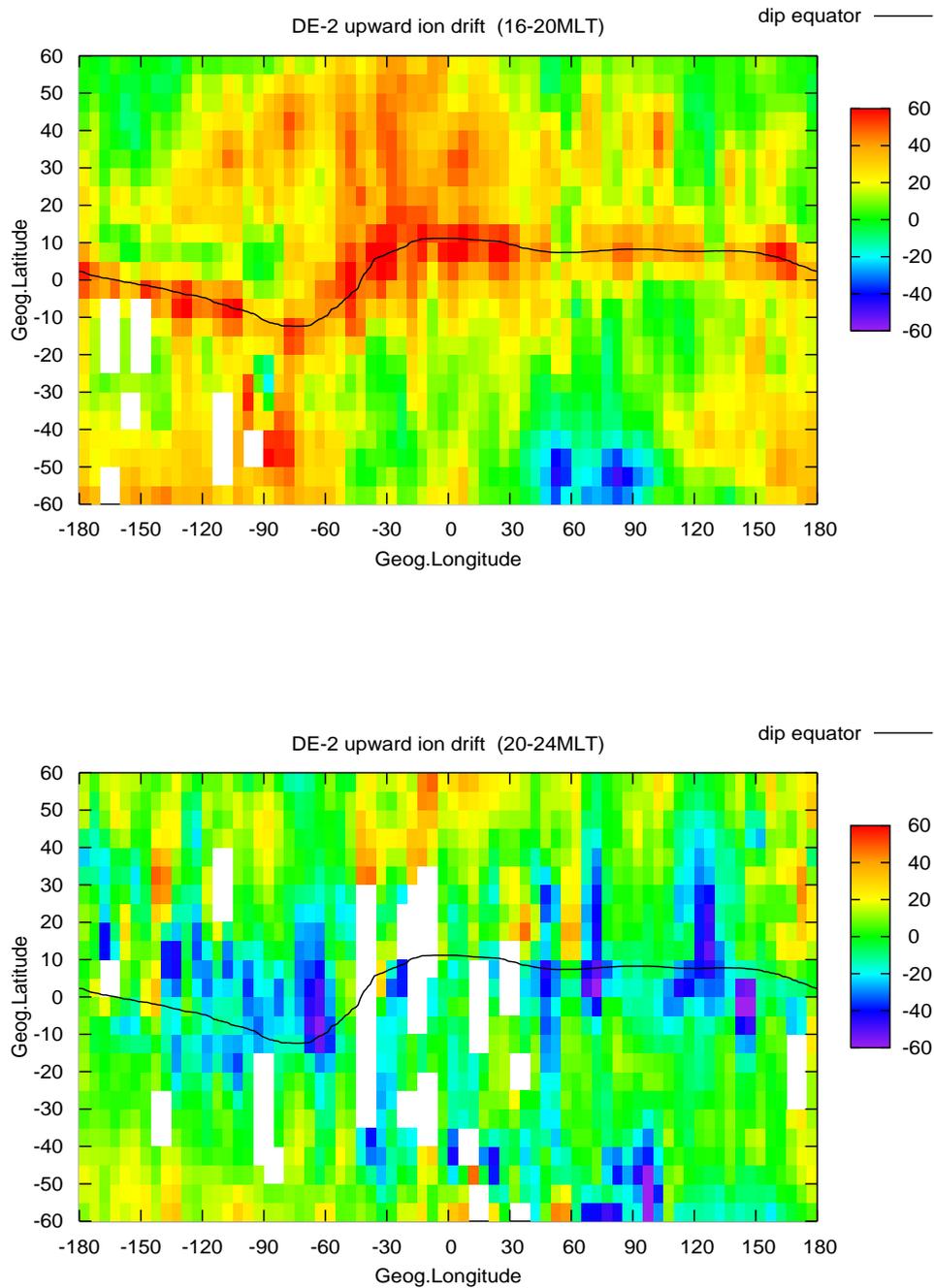


図 45 16 MLT - 20 MLT と 20 MLT - 24 MLT での鉛直方向のプラズマドリフト

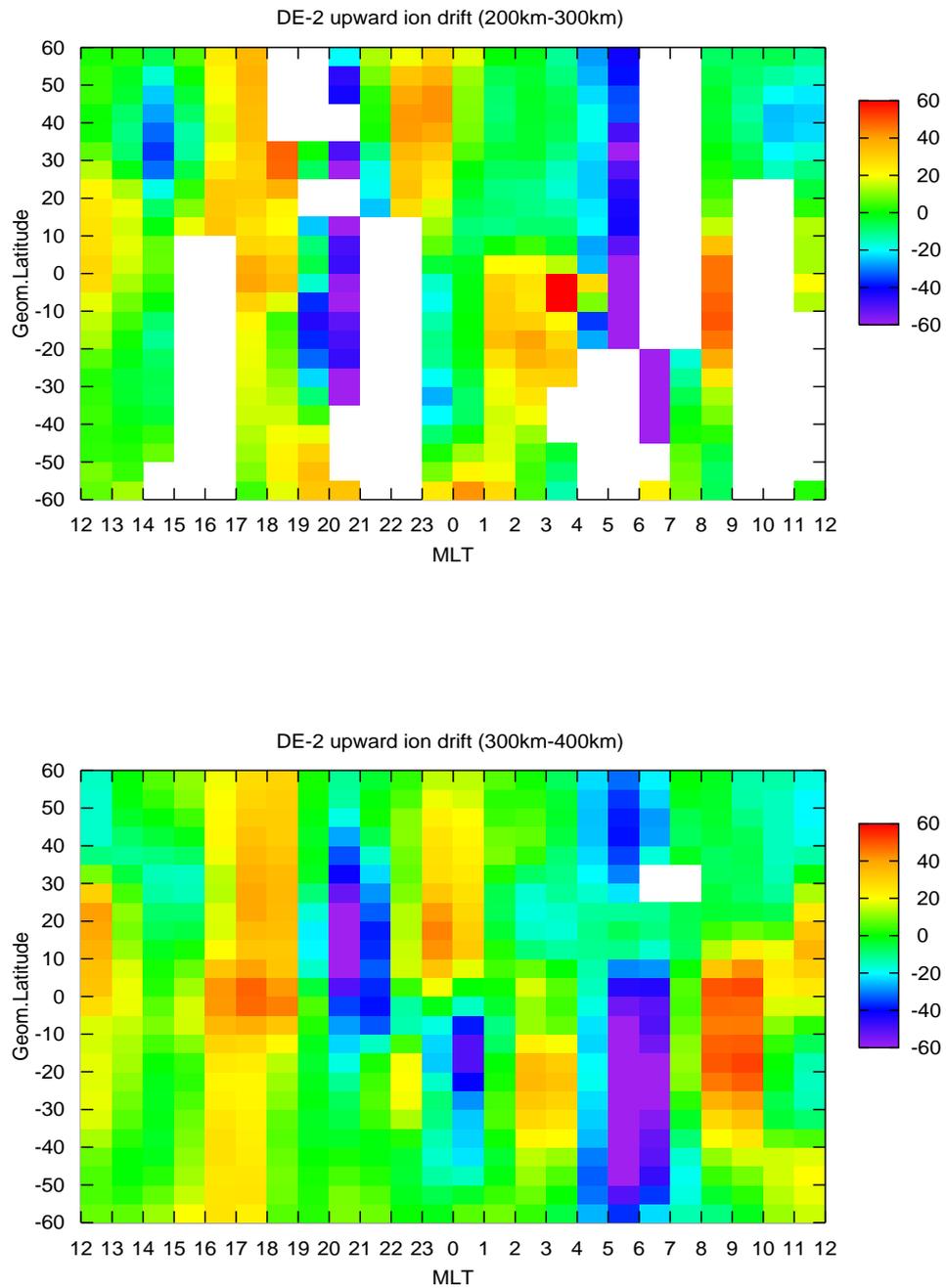


図 46 高度 200 km - 300 km と 300 km - 400 km での鉛直方向のプラズマドリフト

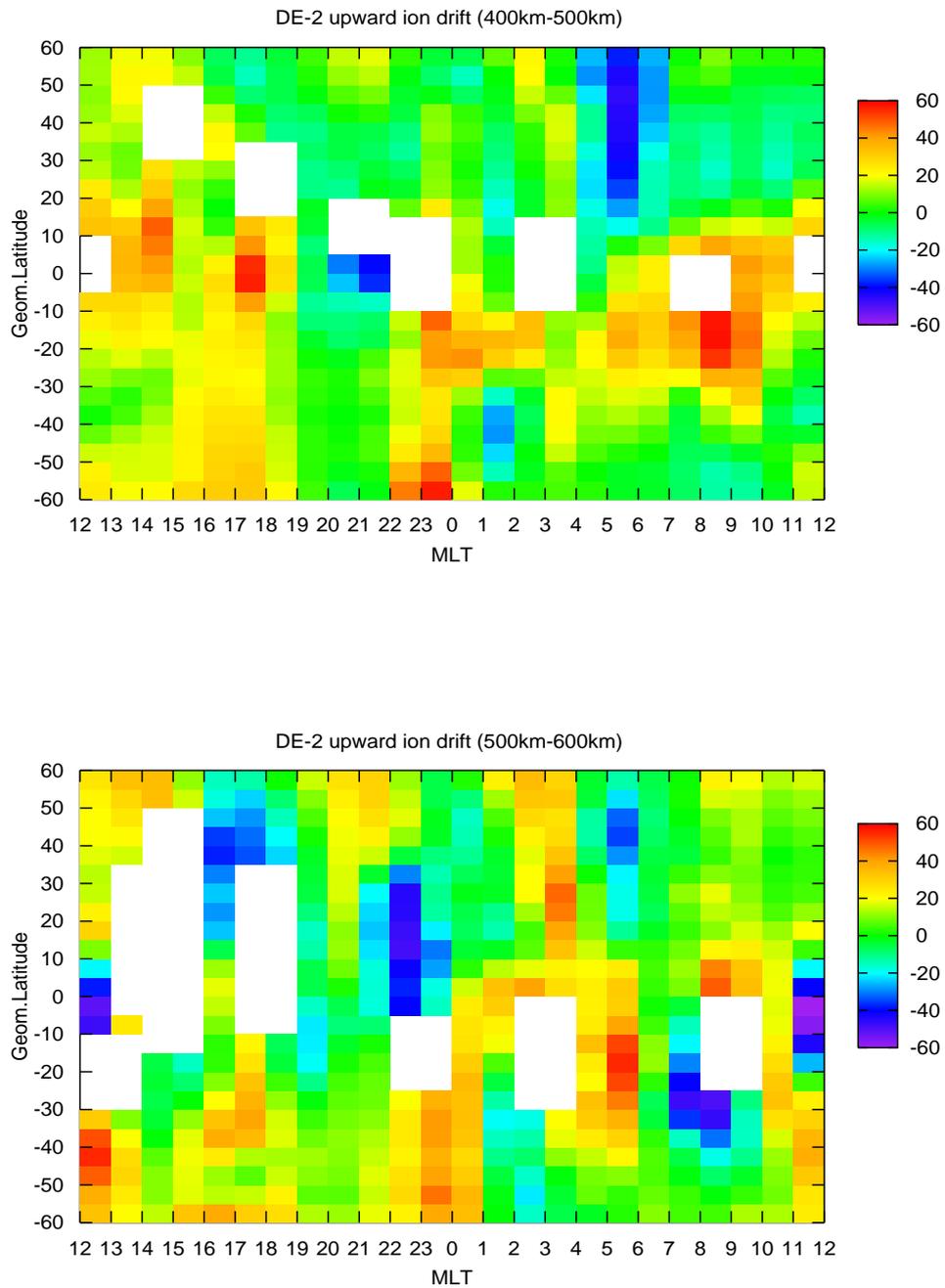


図 47 高度 400 km - 500 km と 500 km - 600 km での鉛直方向のプラズマドリフト

5.3.4 イオン温度分布

図 48, 図 49, 図 50 は 4 MLT ごとのイオン温度の分布である。地理緯度と地理経度を $5^\circ \times 5^\circ$ で分け、その領域それぞれを平均して表示したものである。単位は K である。また、図 51, 図 52 は高度 200 km - 600 km までを 100 km 間隔で表示したイオン温度分布である。磁気緯度と MLT を $5^\circ \times 1 \text{ MLT}$ に分けその領域をそれぞれ平均したものである。図の空白部分はその領域に該当するデータがないために描かれていない。

図 48, 図 49, 図 50 から、イオン温度は低緯度においては昼間に温度が高まり夜間に温度が下がることが見て取れる。しかし、特に南半球の高緯度帯では時間帯に関係なく温度が高い状態が続いているようである。低緯度帯では温度は約 900 K - 1400 K で変化するのに対して、南半球の高緯度帯ではどの時間においても 1600 K 以上の温度を持つ地帯が見られる。北半球の高緯度帯でも南半球ほどではないが約 1300 K 以上の温度を地帯が見られる。しかし、これらの図からは磁気赤道で極大もしくは極小を取るといった分布は見られない。

図 51, 図 52 からイオン温度の日変化を見ることができる。昼間に温度が高まり、夜間に温度が下がるという構造はどの高度でも見られるが、その値は高度によって大きく変わるようである。特に昼の領域で温度が上昇し、高度 200 km - 300 km では温度が 1200 K - 1300 K であるのに対して、高度 500 km - 600 km 以上ではほとんどの領域で 1600 K 付近の温度となっている。これは高度が高いほどより高いエネルギーを持った太陽放射を受けるためであると考えられる。

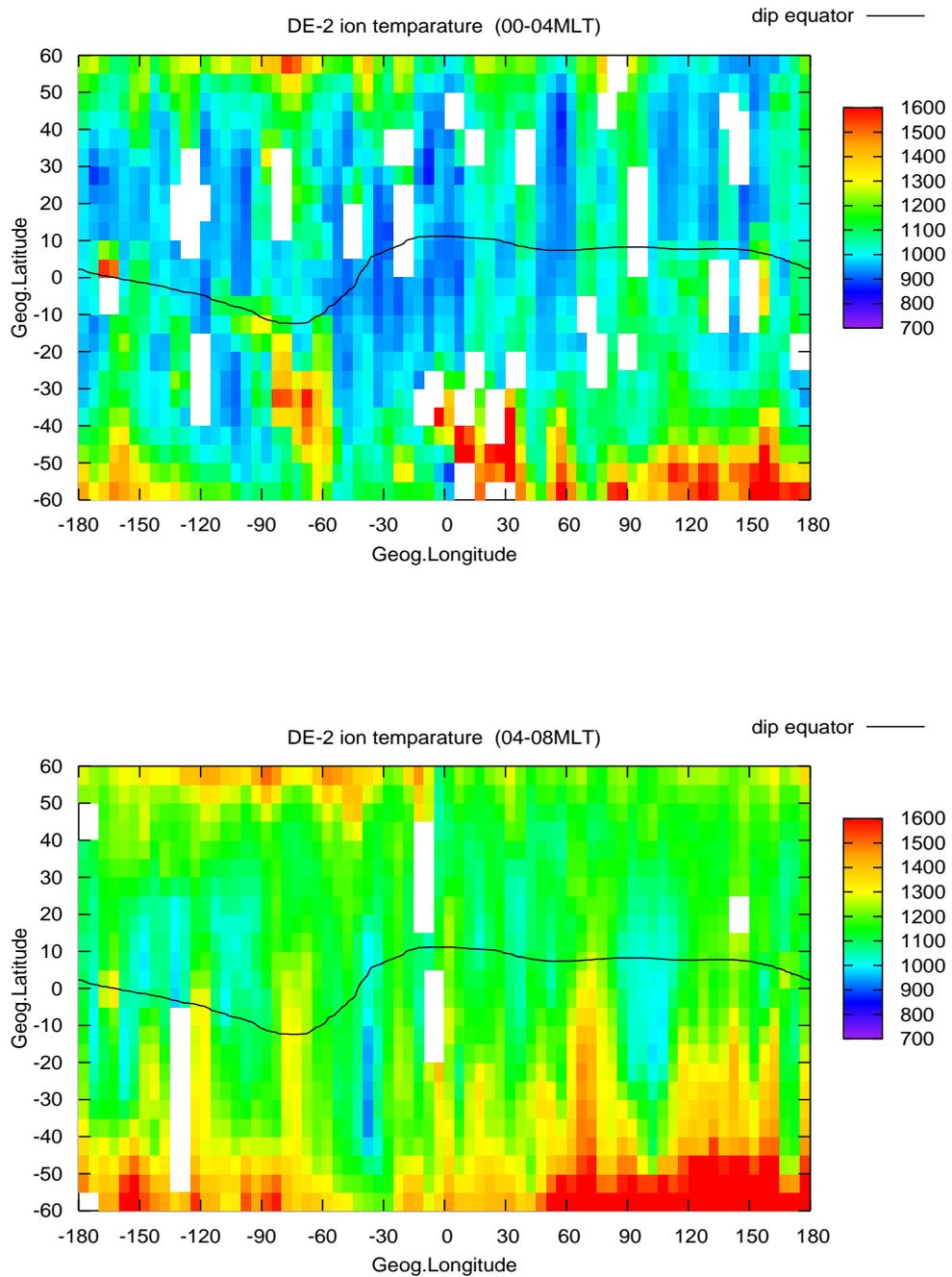


図 48 00 MLT- 04 MLT と 04 MLT- 08 MLT におけるイオン温度

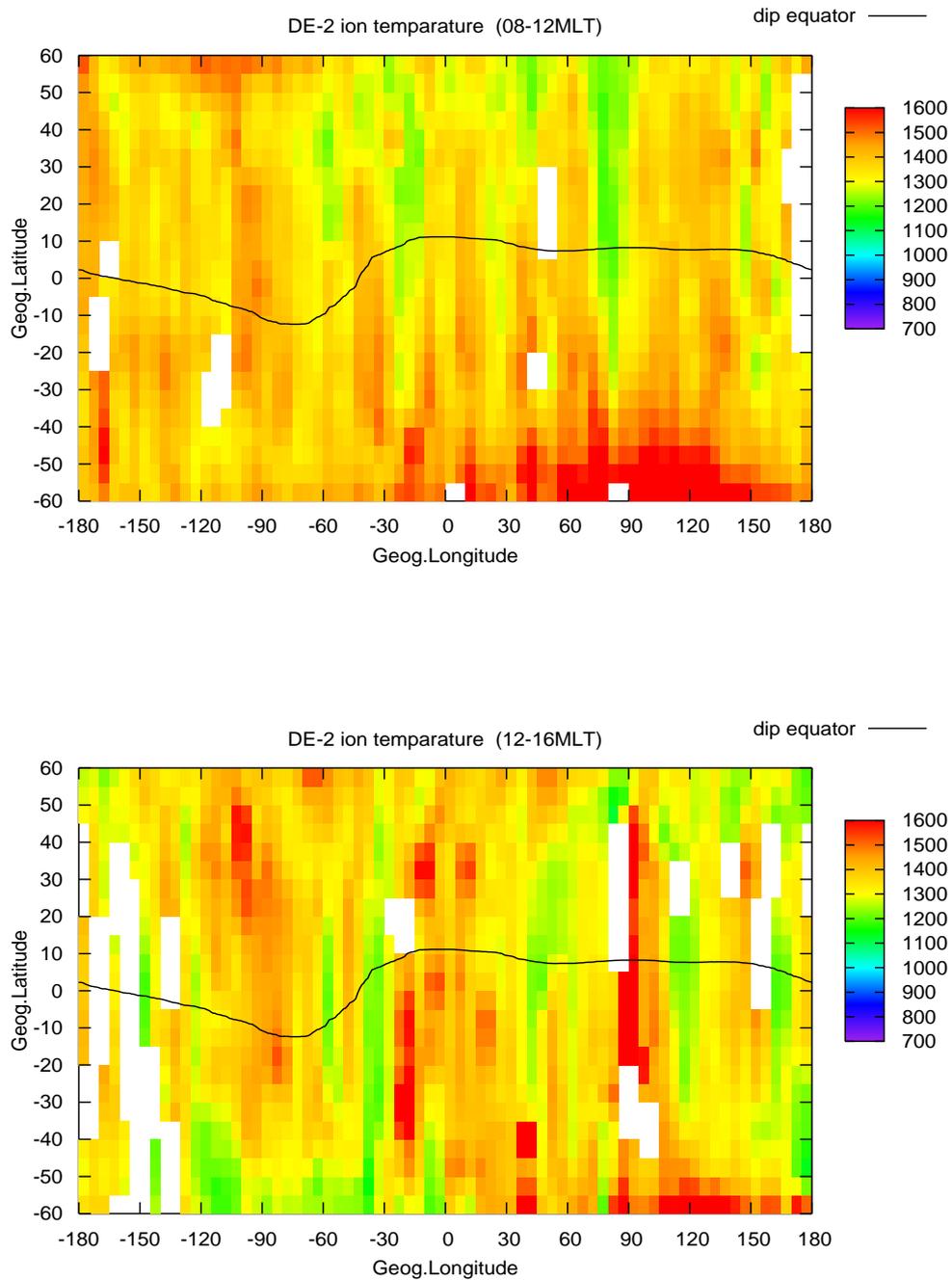


図 49 08 MLT- 12 MLT と 12 MLT- 16 MLT におけるイオン温度

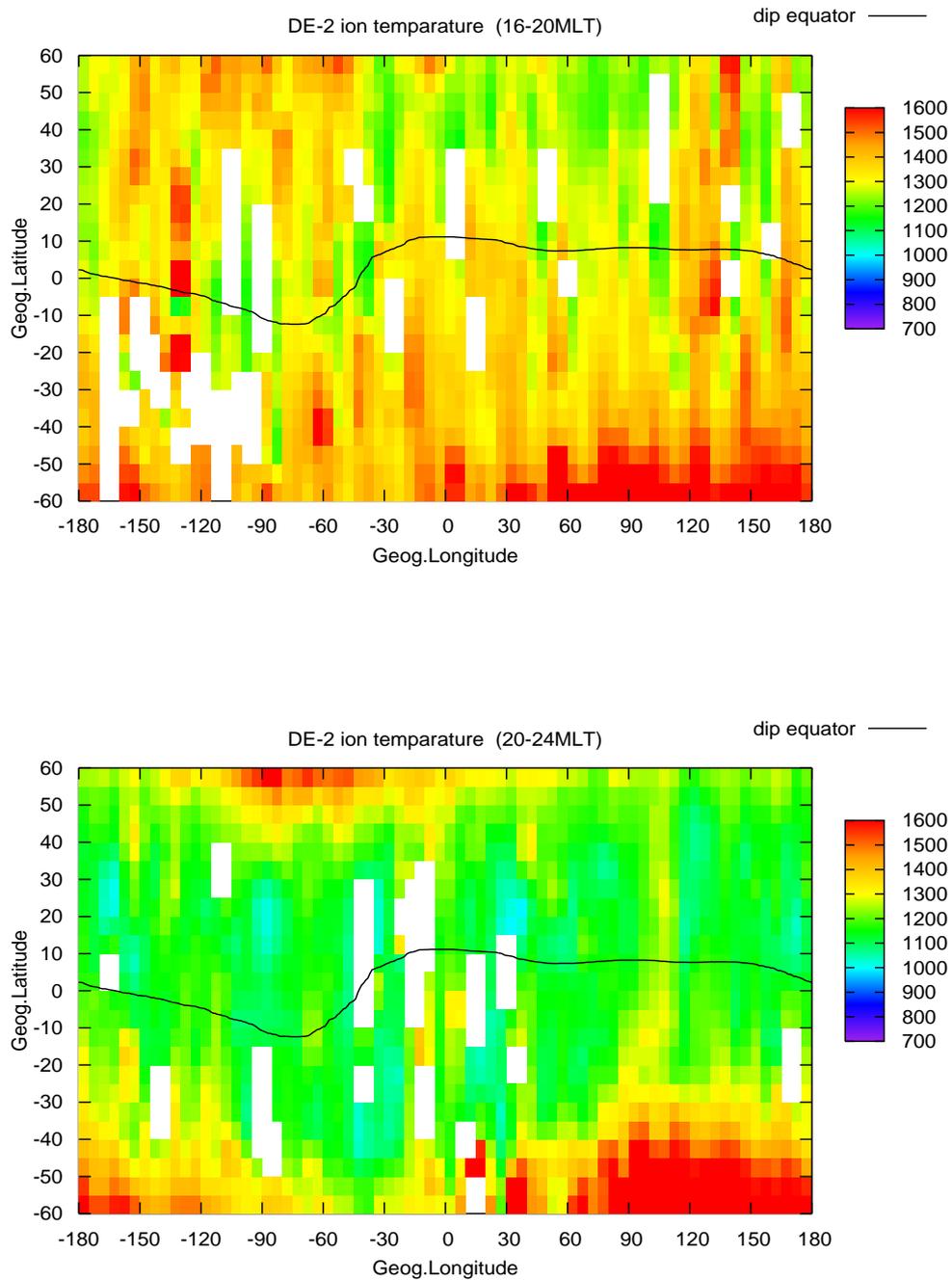


図 50 16 MLT- 20 MLT と 20 MLT- 24 MLT におけるイオン温度

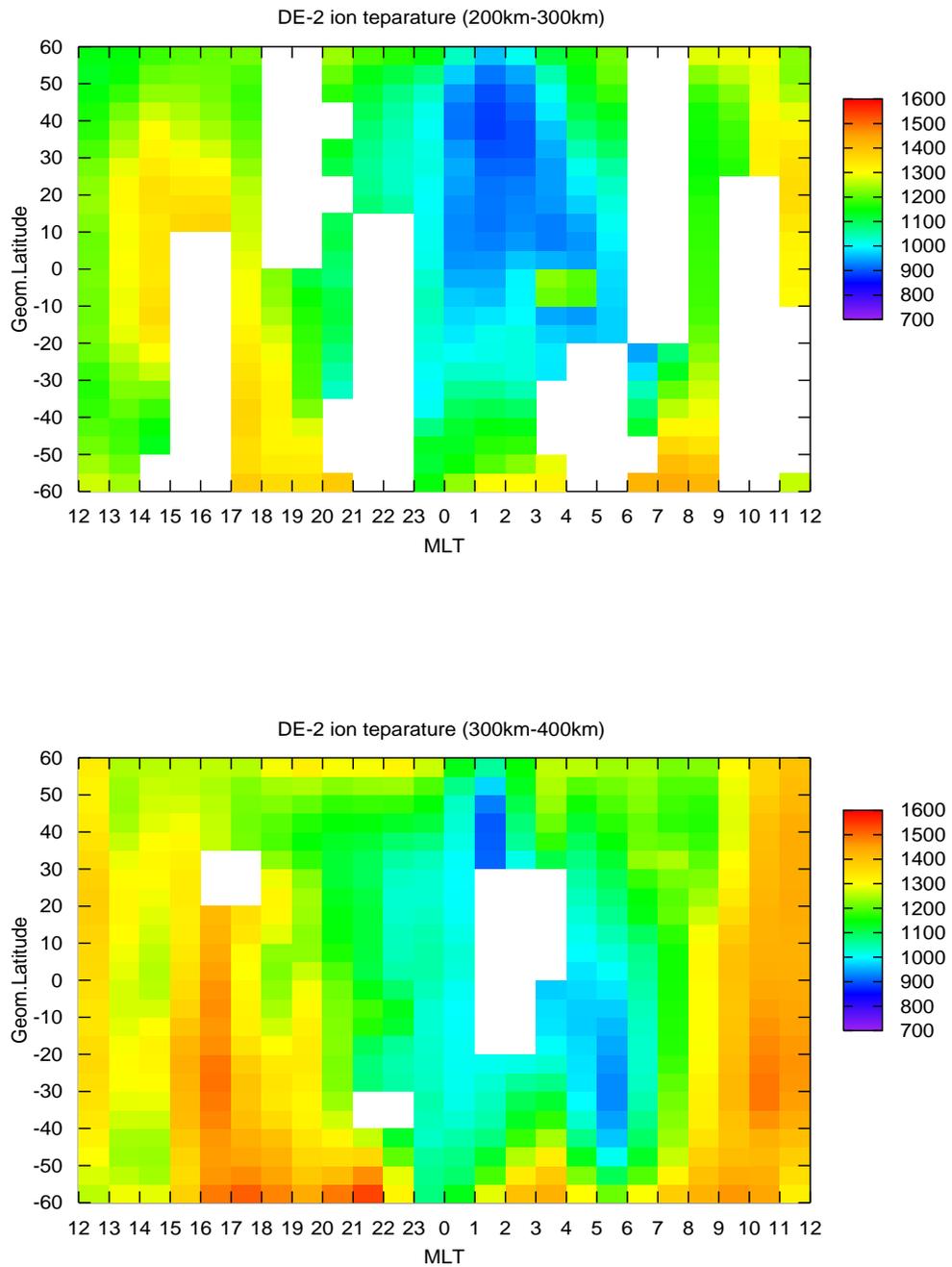


図 51 高度 200 km - 300 km と 300 km - 400 km でのイオン温度の日変化

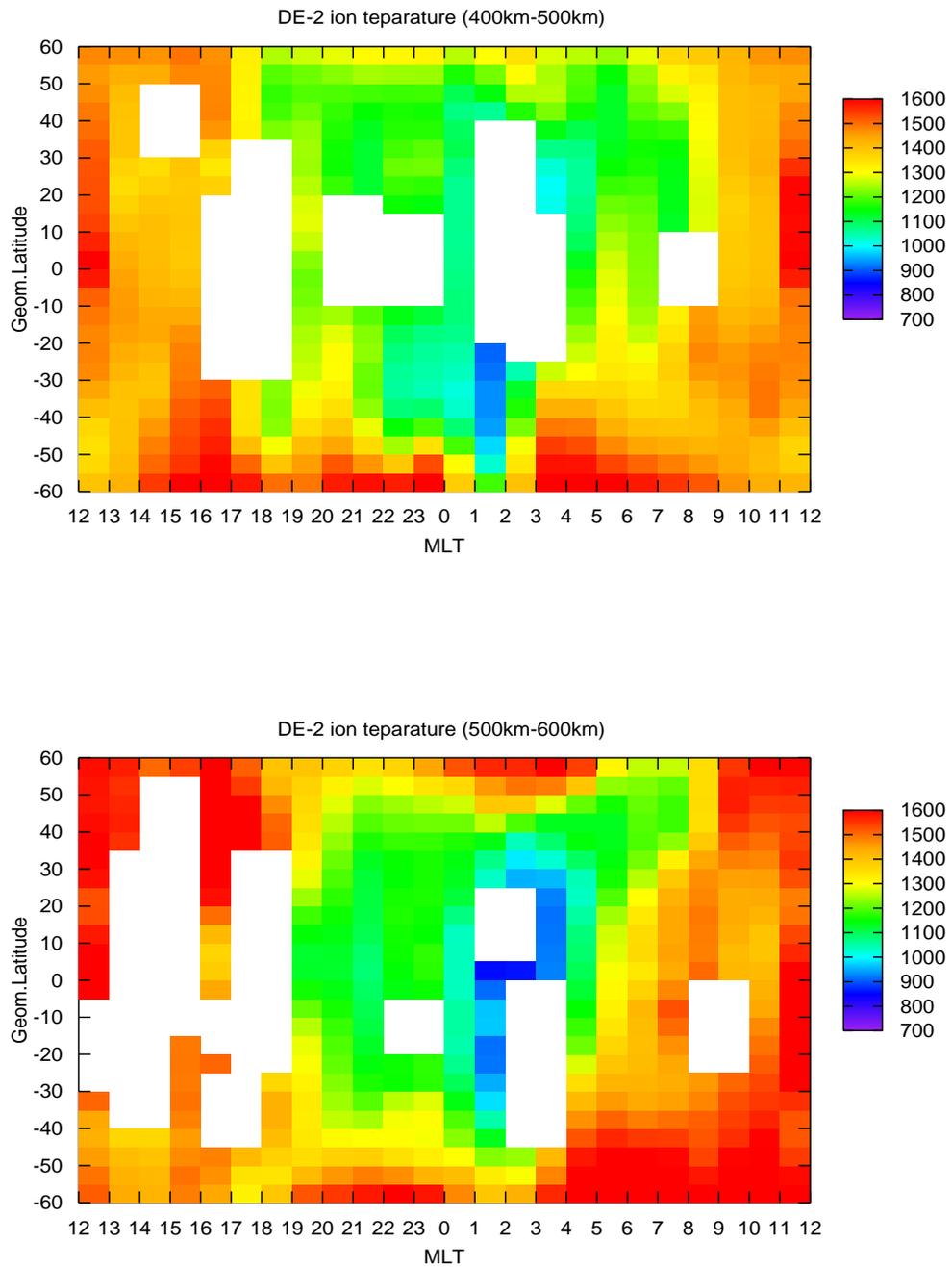


図 52 高度 400 km - 500 km と 500 km - 600 km でのイオン温度の日変化

5.4 DE-2 衛星の LANG のデータ解析

5.4.1 電子温度分布

図 53, 図 54, 図 55 は 4 MLT ごとの電子温度の分布である。地理緯度と地理経度を $5^\circ \times 5^\circ$ で分け, その領域それぞれを平均して表示したものである。単位は K である。また, 図 56, 図 57 は高度 200 km - 600 km までを 100 km 間隔で表示した電子温度分布である。磁気緯度と MLT を $5^\circ \times 1 \text{ MLT}$ に分けその領域をそれぞれ平均したものである。図の空白部分はその領域に該当するデータがないために描かれていない。

電子温度はイオン温度と比べ温度変化が大きく, イオンよりも高温である。図 53, 図 54, 図 55 から電子温度は地理緯度よりかは磁気緯度に沿って対称に分布しているようである。図 56, 図 57 を見ても磁気赤道を中心にほぼ対称な分布をしているのが見て取れる。また, 磁気赤道では温度は約 1000 K - 2000 K で変化するのに対して, 高緯度側になると特に南半球で温度が常に約 2200 K 付近である高温地帯が存在する。イオンと同様に温度は南半球のほうがより高温になるようである。

図 56, 図 57 を見ると, 電子温度は高度が高くなると昼間の温度が高緯度側から赤道方向に向けて大きく上昇しているのがわかる。約 18 MLT - 04 MLT の間はどの高度においても約 1000 K - 1200 K であるのに対して, それ以外の時間帯では高緯度側から赤道方向に向けて約 2200 K の領域が高度が高くなるにつれて大きくなっている。これはイオン温度の場合と同様に, 高度が高い電子ほどより高いエネルギーをもった太陽放射の影響を受けるためであろう。

また, どの高度においても 05 MLT - 07 MLT の間のすべての緯度で温度の高まりが見られる。低緯度では 05 MLT - 07 MLT の前後では約 1600 K であるのに対し, 05 MLT - 07 MLT では 2000 K 以上にも上昇している。これは光電子による電子の加熱が起きるためである。中性粒子は太陽からの放射を受けると光電子を放出する。そして, その光電子は約 10 eV - 100 eV ものエネルギーを持つ。放出された光電子は周囲の電子を加熱させる。加熱された電子は周囲のイオンを加熱させ, 加熱されたイオンは中性粒子を加熱させる。このようなエネルギーの流れで周囲の大気は加熱させる。昼間においては電子, イオン, 中性粒子の密度が大きく, 夜間は密度が小さいため, 電子から中性粒子へのエネルギーの移動は夜間のほうが昼間よりも緩やかに行われる。夜明け付近では電子・イオン・

中性粒子の密度が小さく、かつ日の出により大量の光電子が発生することにより電子が一気に過熱される。一方、イオン・中性粒子の密度は昼間に比べて小さいため電子からイオン、中性粒子へのエネルギーの移動が比較的緩やかに行われる。よって、日の出付近の時間、つまり 05 MLT - 07 MLT では電子温度が大きく上昇する。

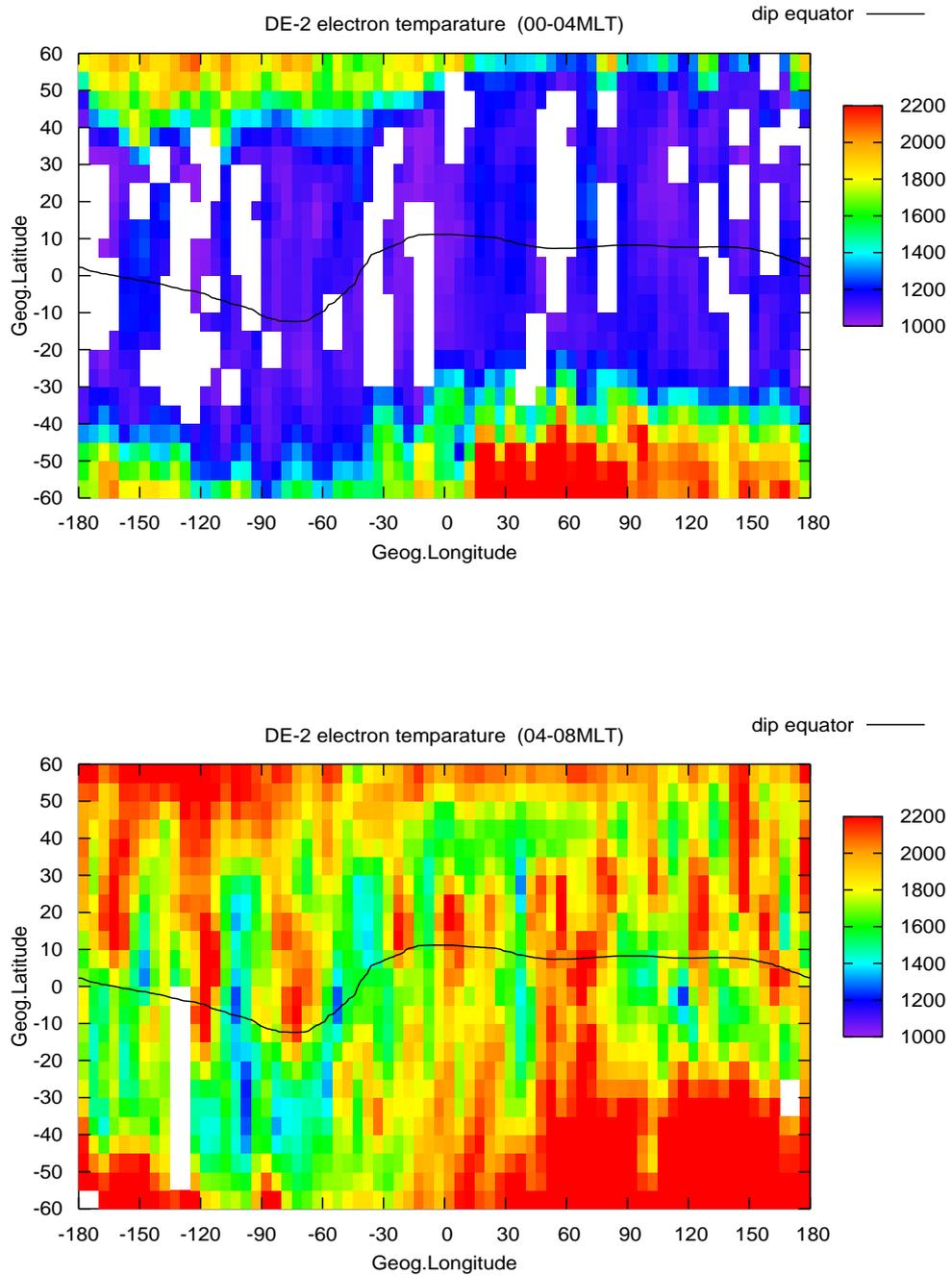


図 53 00 MLT- 04 MLT と 04 MLT- 08 MLT における電子温度

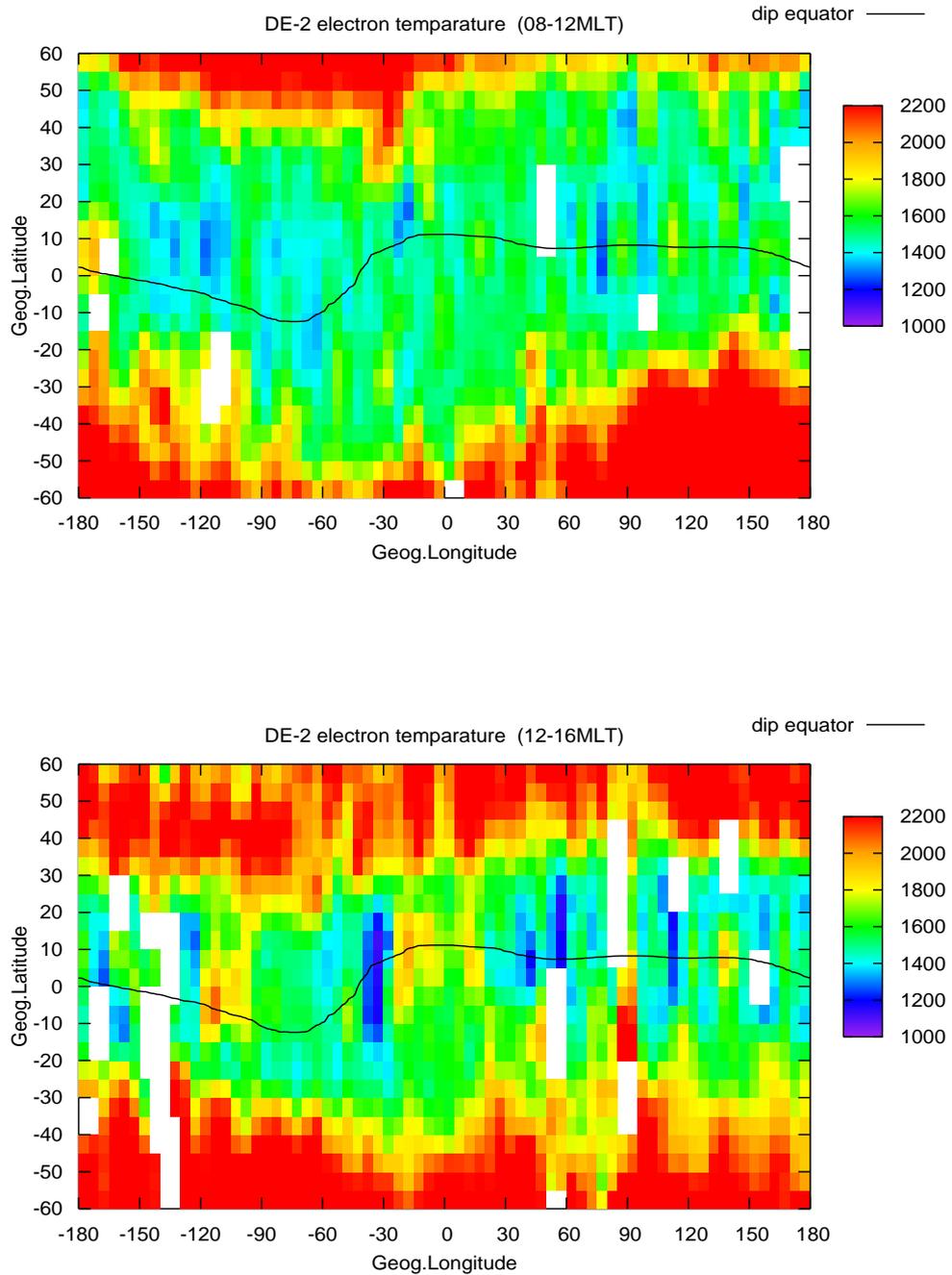


図 54 08 MLT- 12 MLT と 12 MLT- 16 MLT における電子温度

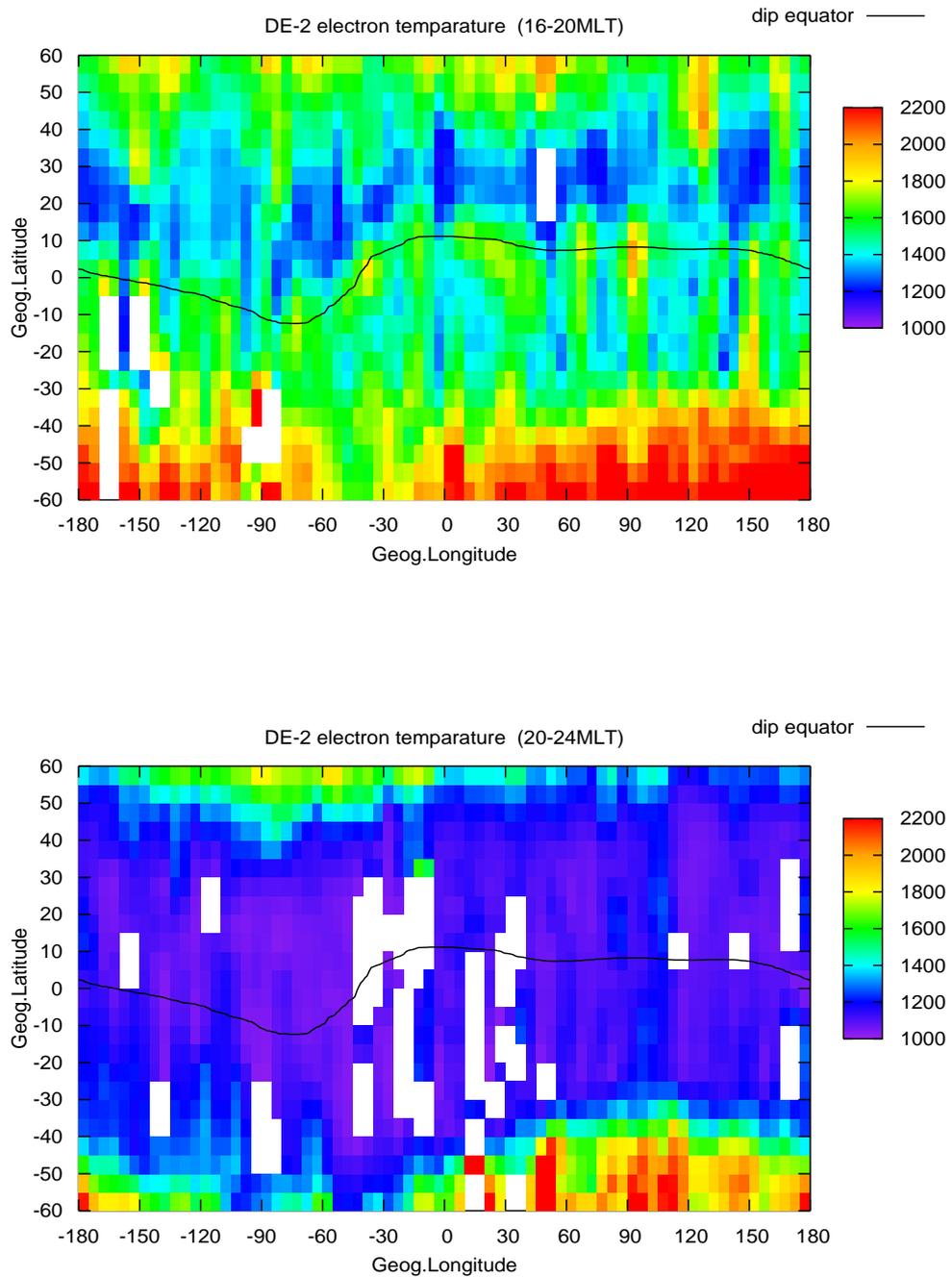


図 55 16 MLT- 20 MLT と 20 MLT- 24 MLT における電子温度

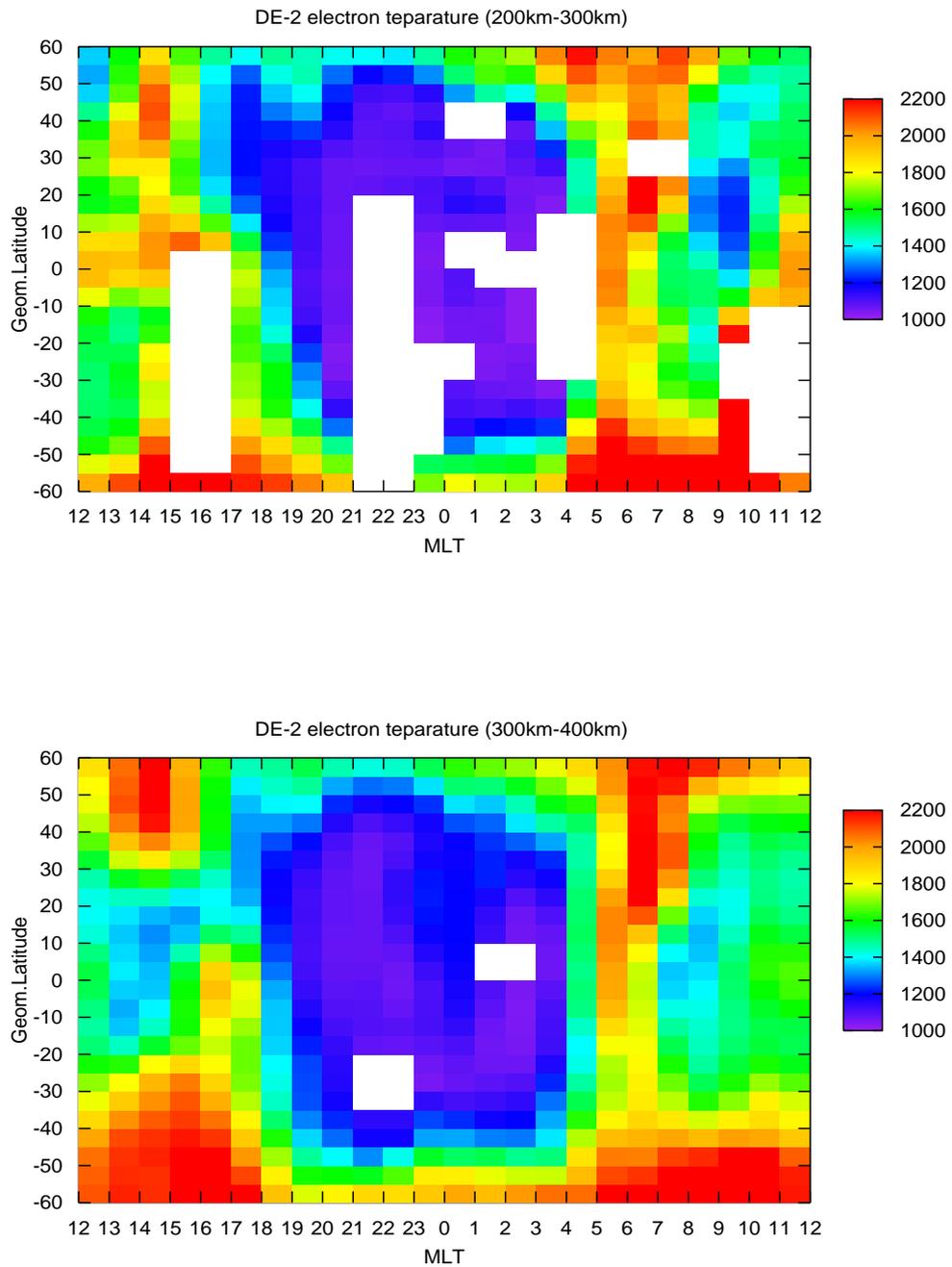


図 56 高度 200 km- 300 km と 300 km- 400 km での電子温度の日変化

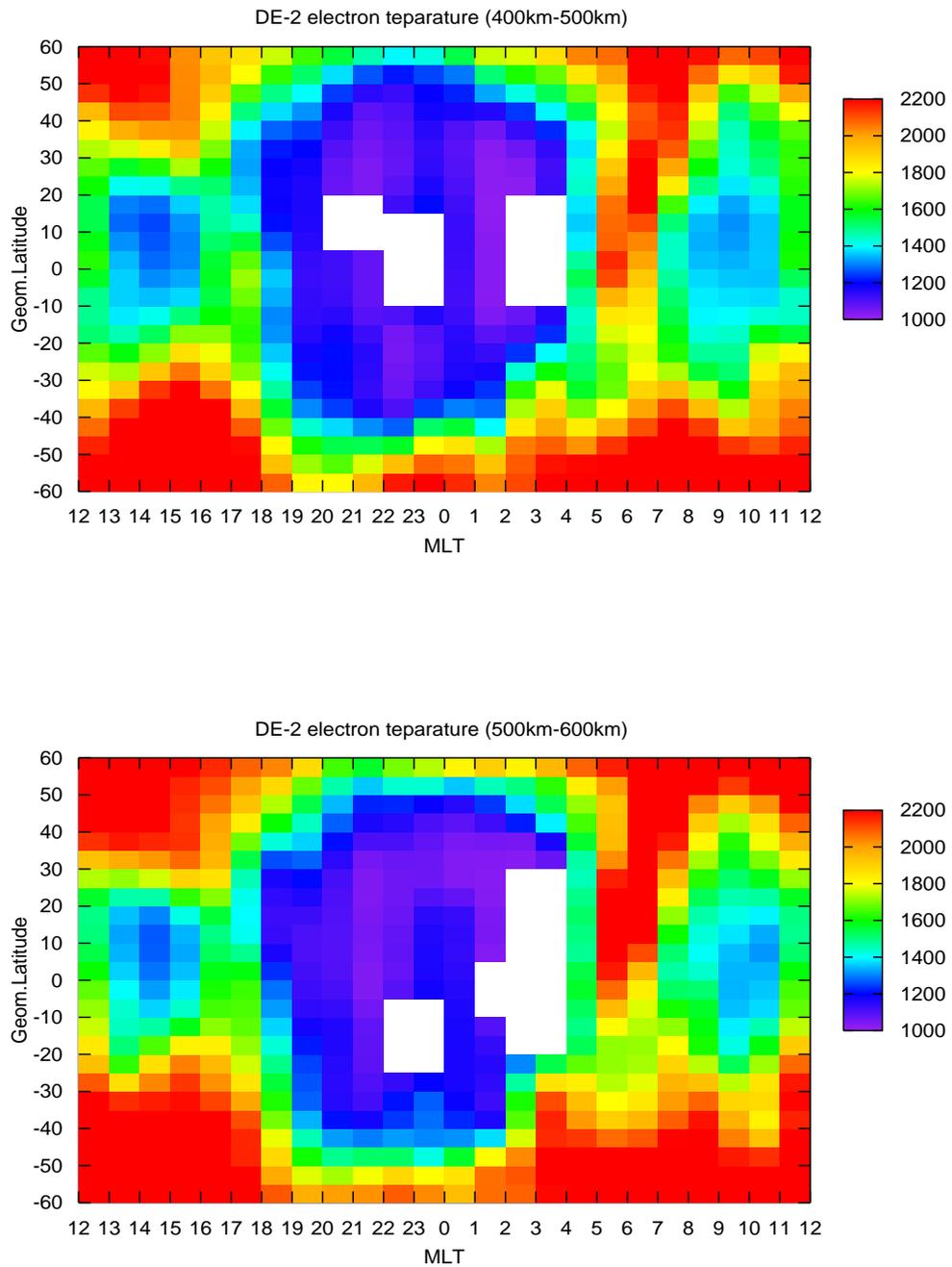


図 57 高度 400 km- 500 km と 500 km- 600 km での電子温度の日変化

5.4.2 プラズマ密度分布

図 58, 図 59, 図 60, は 1cm^3 あたりのプラズマの数密度である. 4 MLT ごとに分けて表示しており地理緯度と地理経度を $5^\circ \times 5^\circ$ で分け, その領域それぞれを平均して表示したものである. また, 図 61, 図 62 は高度 200 km - 600 km までを 100 km 間隔で表示したプラズマ数密度分布である. 磁気緯度と MLT を $5^\circ \times 1 \text{ MLT}$ に分けその領域をそれぞれ平均している. 図の空白部分はその領域に該当するデータがないために描かれていない.

図 58, 図 59, 図 60 ではすべての時間において磁気赤道に沿った分布をしている. 16 MLT - 20 MLT, 20 MLT - 24 MLT の時間ではプラズマ密度は磁気赤道の両側で密度の極大を取り, 磁気赤道で極小を取る構造が明らかに見られる. 12 MLT - 16 MLT でもそのような構造が見られるように思われる. 16 MLT - 20 MLT では磁気赤道の両側の極大が南半球よりかは北半球のほうがより大きな密度となっている. しかし, そのような偏りは 12 MLT - 16 MLT, 20 MLT - 24 MLT では見られず両側の極大はほぼ同程度の値であるようだ. 16 MLT - 20 MLT, 20 MLT - 24 MLT の図を比べると, 16 MLT - 20 MLT の図における両側の極大は 20 MLT - 24 MLT の図での極大よりもやや高緯度側で発生している. 16 MLT - 20 MLT の時間は鉛直ドリフトが磁気赤道で極大を取る分布が得られた時間である. よって, この時間帯では先に述べた "Frountain Effect" が発生していることが考えられる. 図 61, 図 62 から 16 MLT - 20 MLT においては磁気赤道の両側で極大を取る構造がはっきりと見える.

高度別に見てみると, 図 61, 図 62 から, 高度によらず密度の基本的な構造は同じであるようだ. 数密度の値は高度によって異なり, 高度 300 km - 400 km で数密度の極大を取りその後高度が上がるにつれて密度が小さくなっている.

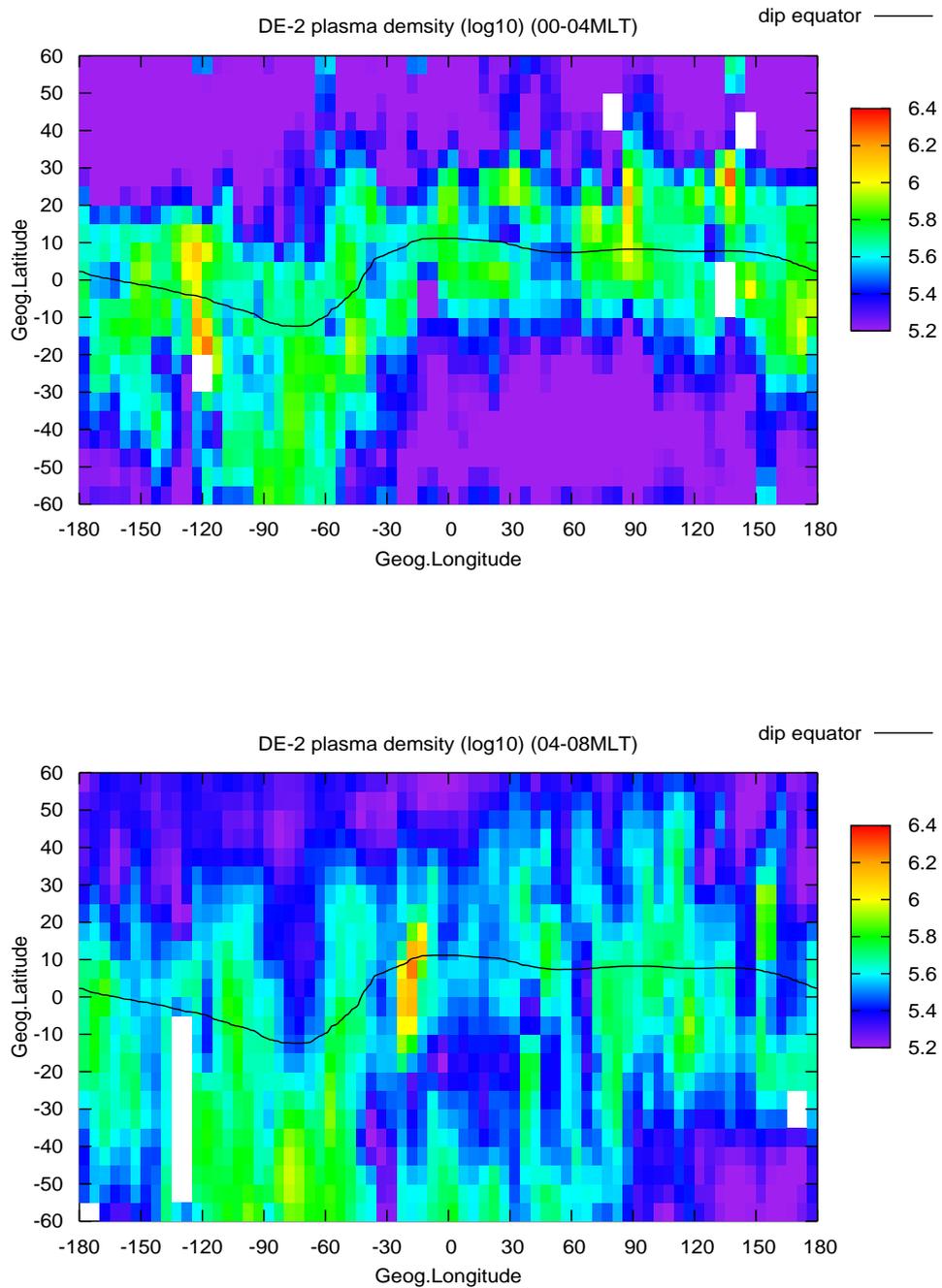


図 58 00 MLT- 04 MLT と 04 MLT- 08 MLT におけるプラズマ密度分布

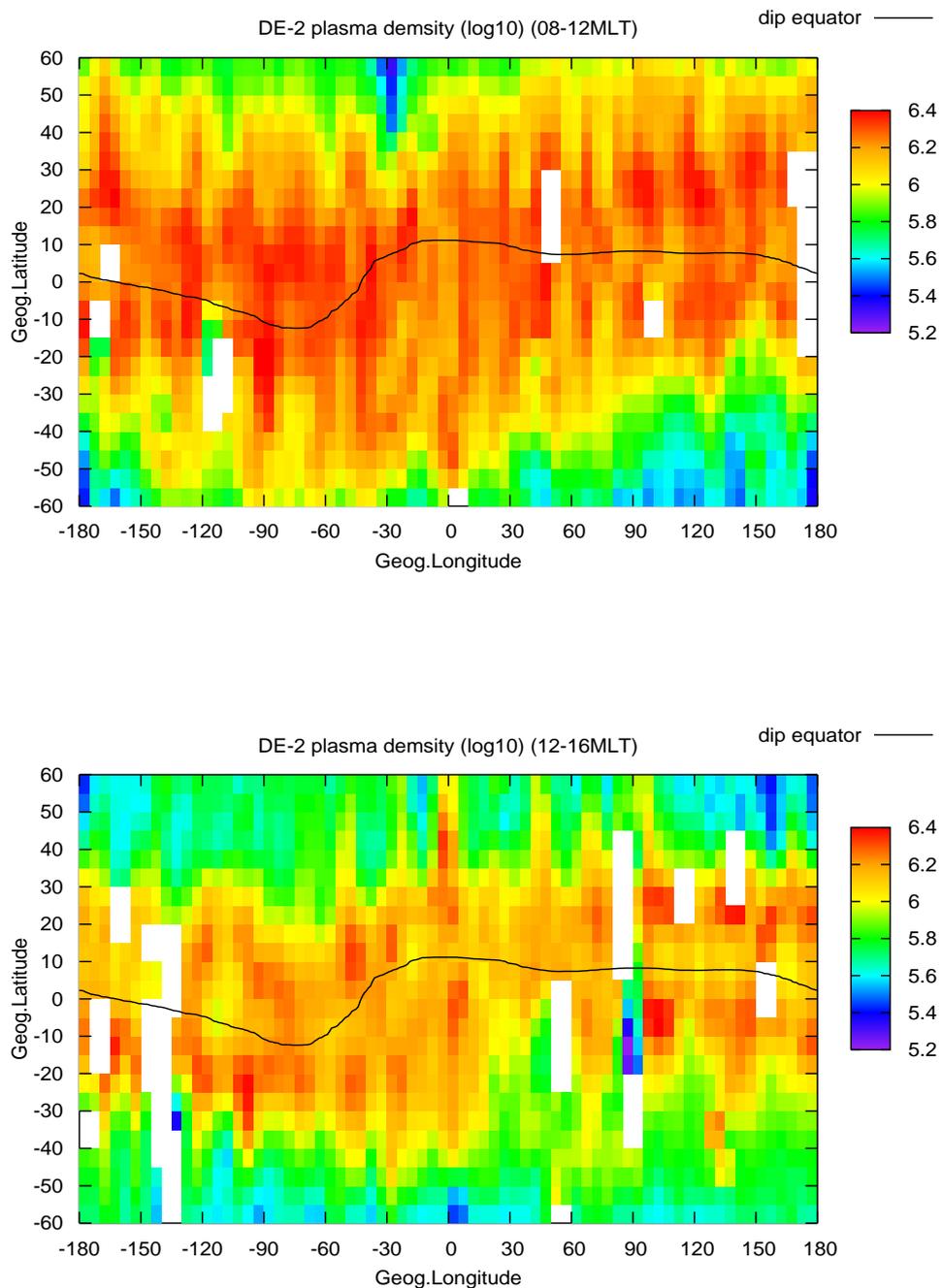


図 59 08 MLT- 12 MLT と 12 MLT- 16 MLT におけるプラズマ密度分布

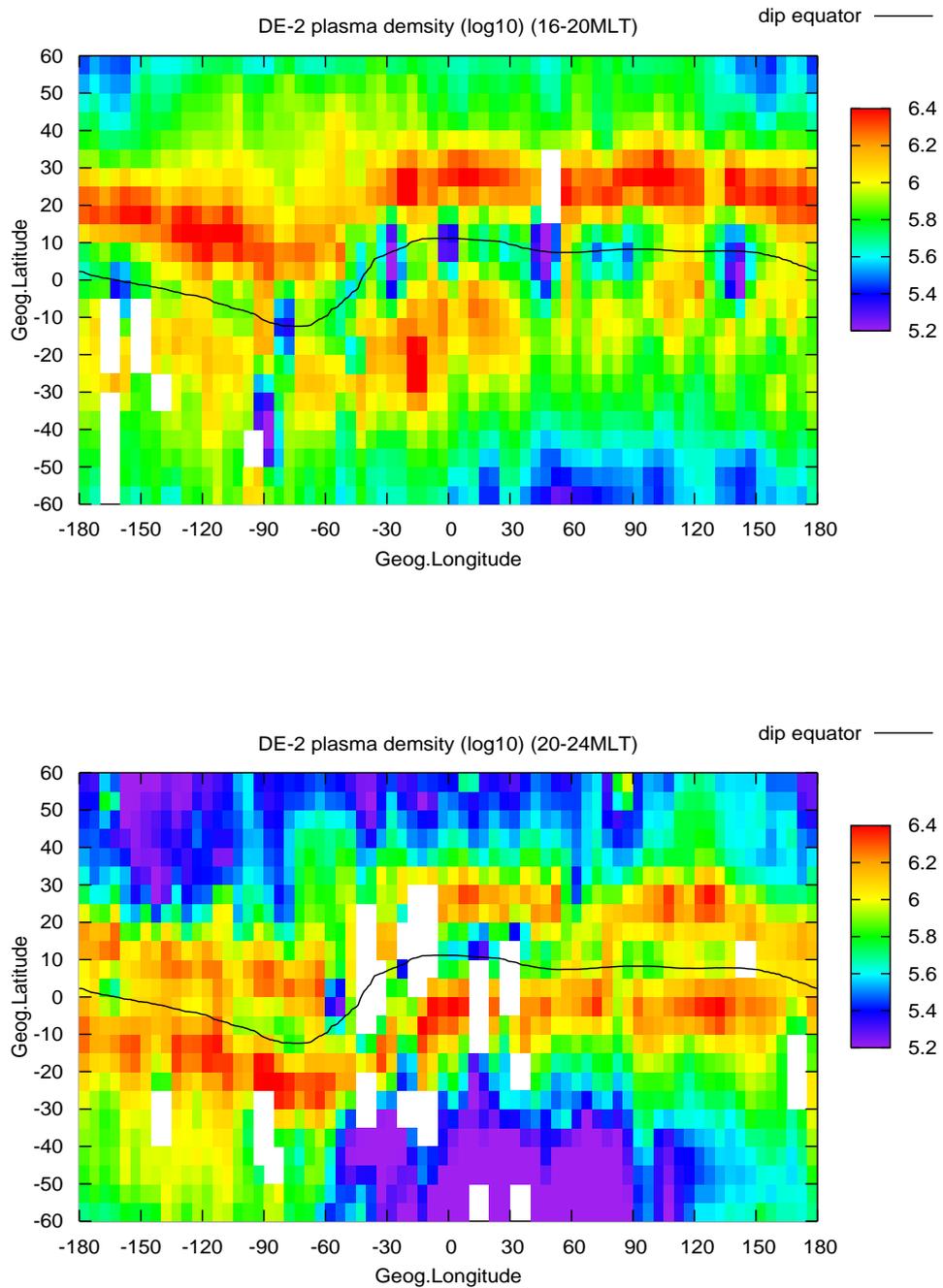


図 60 16 MLT- 20 MLT と 20 MLT- 24 MLT におけるプラズマ密度分布

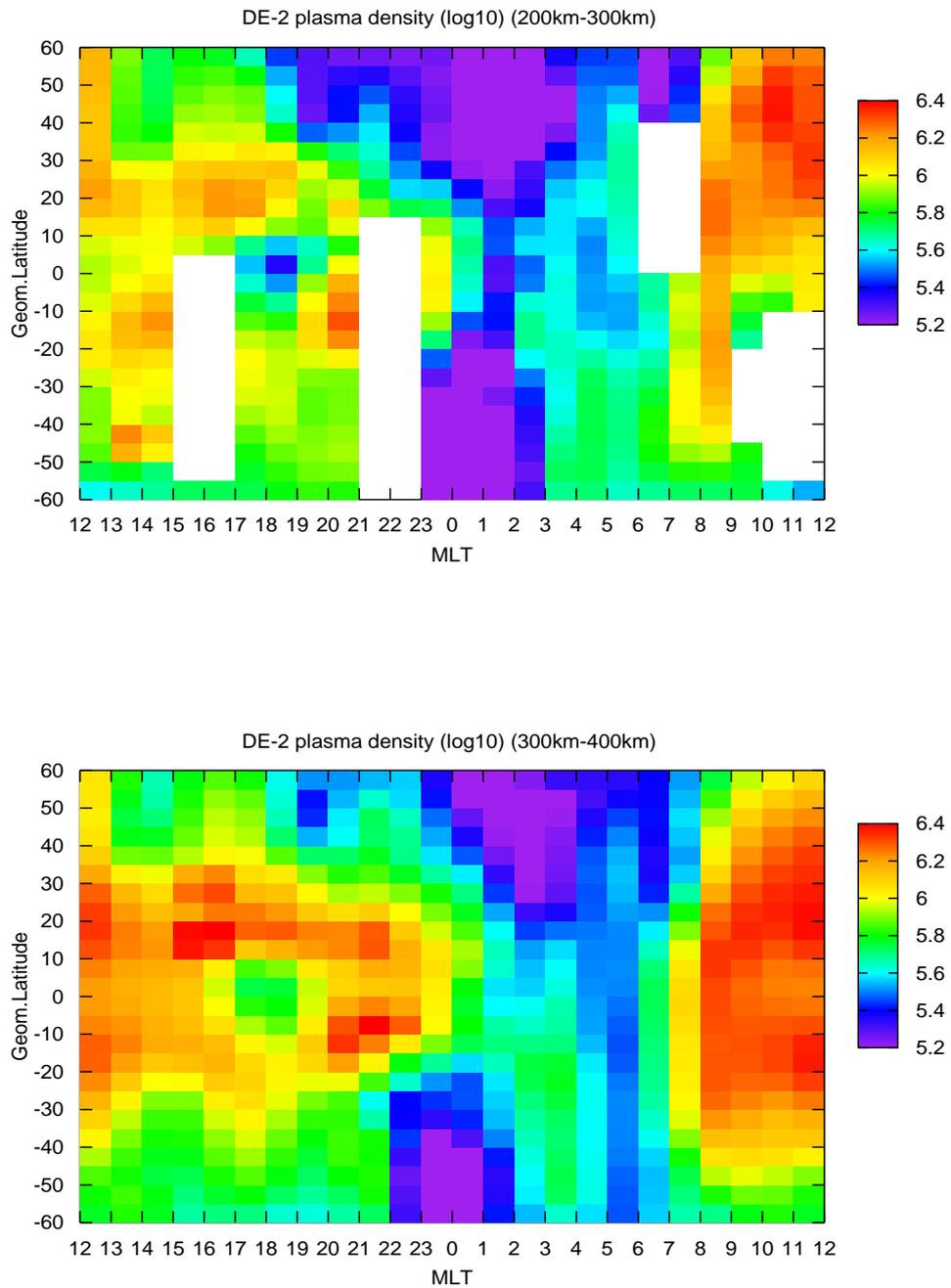


図 61 高度 200 km - 300 km と 300 km - 400 km でのプラズマ密度の日変化

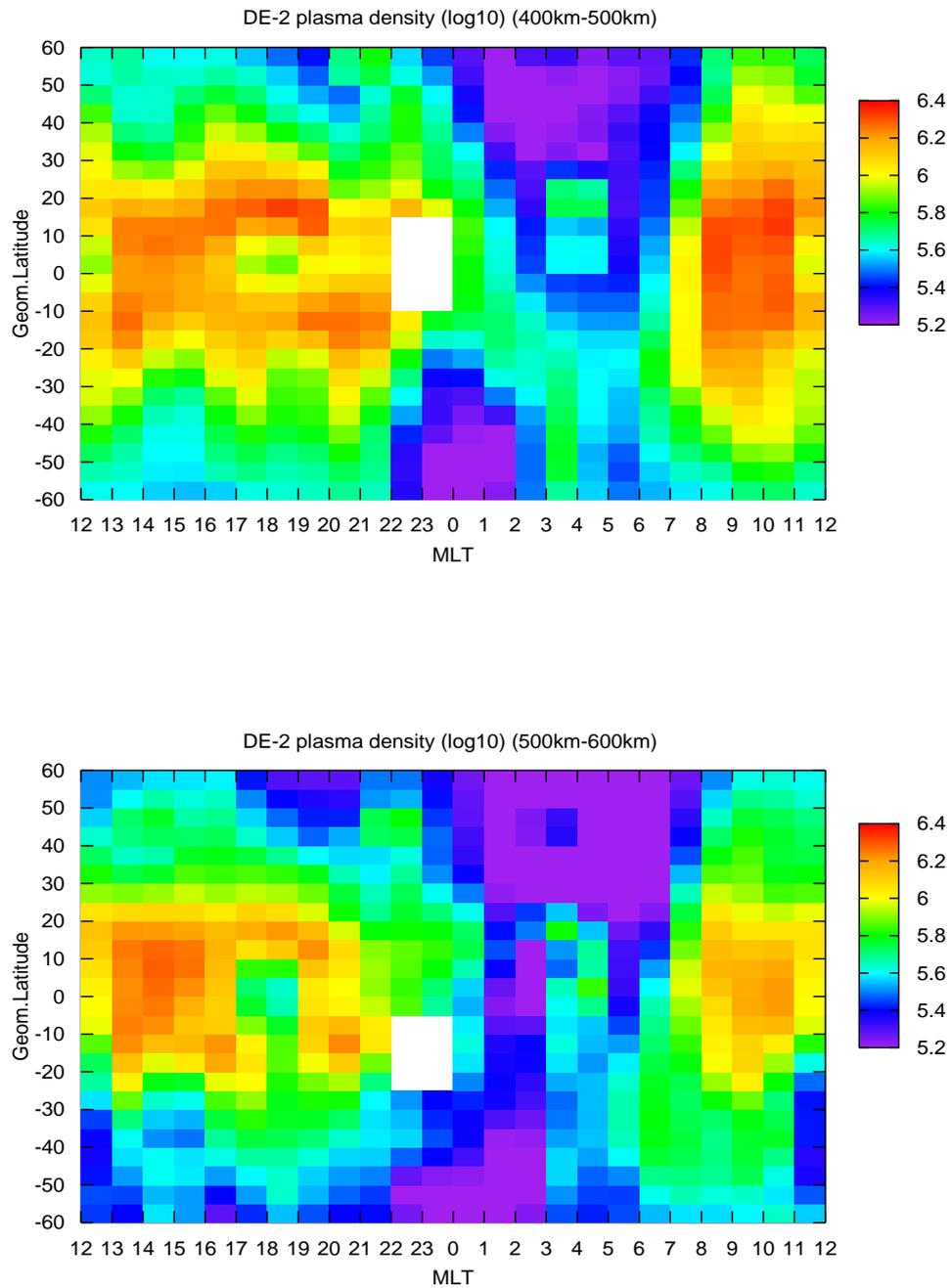


図 62 高度 400 km - 500 km と 500 km - 600 km でのプラズマ密度の日変化

6 考察

今回 DE-2 衛星のデータを解析したパラメータは、東西方向の中性風、中性粒子の数密度、中性温度、東西・南北・鉛直方向のドリフト、イオン温度、電子温度、プラズマ数密度であり、東西風については K_p と F10.7 について分け分布を出した。

東西風の分布について、図 12 - 図 14 で見られるように、どの時間帯においても磁気赤道に沿った速度分布が得られた。また図 15 - 図 16 で見られるように 1 日における速度分布では磁気赤道を中心に対称な形を取るような分布が得られ、また東向き西向きの風両方も高度が高くなるにつれて速度が上昇している。このような図は、Liu et al. [CPEA Symposium 2007] でも見られ、図 63 に示す。図 63 は CHAMP 衛星で測定した東西風の分布であり、 $K_p = 0..2$, 21 MLT - 01 MLT, "Dec.Soltice" の条件でプロットしたものである。"Dec.Soltice" とは冬至を中心としてその前後 1.5 ヶ月の期間を指している。図 63 も図 12 - 図 14 と同様に磁気赤道に沿った東西風の分布が見られる。CHAMP 衛星による東西風の測定は加速度計を用いて行われており、一方で DE-2 衛星は質量分光計を用いて測定が行われている。異なる測定期間、異なる測定機器を用いた結果同様なプロットが得られたため、東西風は実際に磁気赤道に沿った分布をするということがいえる。そして、本来磁場とは無関係であるはずの中性粒子が磁場の影響を受けたかのような分布をしていることにより、その過程にはプラズマが大きく関わっていることが考えられる。図 13 - 図 17 より東西風はすべての時間において磁気赤道に沿った分布をしていることがわかる。そのため、高度 200 km - 600 km においては東西風とプラズマとではプラズマのほうが支配的であるのかもしれない。

今回の解析で東西風と似たような分布が得られたのはプラズマ密度と東西方向のプラズマドリフトである。そのため、少なくともプラズマ密度と東西方向のプラズマドリフトが何らかの過程を経て東西風を磁気赤道に沿った分布にさせるのかもしれない。東西風以外の熱圏大気のパラメータ、つまり中性粒子の数密度と中性大気温度には東西風のような磁気赤道に沿った分布は得られていない。よって、プラズマは少なくとも中性粒子の数密度と中性大気温度には影響を与えないようだ。しかし、図 7 と図 8 からわかるようにプラズマと中性質量密度とは何らかの関係があることが考えられる。

16 MLT - 20 MLT にかけて興味深い分布が見られる。その時間帯において、鉛直ドリフ

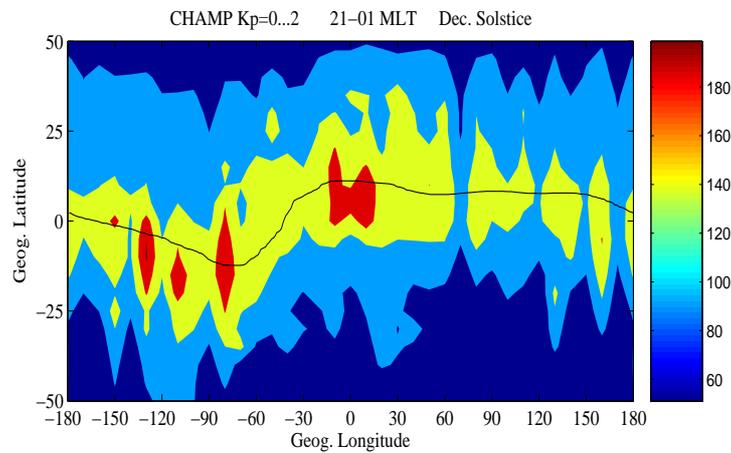


図 63 CHAMP 衛星により推定された, $K_p = 0..2$, 21 MLT - 01 MLT, "Dec.Soltice" の期間の東西風分布. (Liu et al., CPEA Symposium 2007)

トが磁気赤道で極大を取る分布を示し, 同時にプラズマ密度が磁気赤道の両側で極大を取り磁気赤道で極小を取る分布を示す. 16 MLT - 20 MLT は東西風が西向きの風から東向きの風に風向きが変化する時間であるので, 東向きの電場が発生し上向きのドリフトが駆動される. これにより先に述べた "Frountain Effect" によりプラズマ密度が磁気赤道の両側で極大を取る分布が得られるのであろう. また, 東西ドリフトもこの時間帯において磁気赤道の両側で極大を取り, 磁気赤道で極小を取る分布をしている. しかし, 東西ドリフトは 16 MLT - 20 MLT の時間帯にのみそのような構造をしている一方で, プラズマ密度は 20 MLT - 24 MLT にもはっきりとした二つ山の構造が見られる. その一方で, 鉛直ドリフトは逆に下向きのドリフトの極大となっている. これらの振る舞いについて考察するには特定の緯度での時間変化, または特定の時間における緯度変化, またそれらが高度によってどのように変化するかを調べる必要がある. 解析を行う必要がありそうである.

まとめ

熱圏大気と電離圏プラズマは相互作用していることが以前より知られていた．それは主に中性粒子がプラズマに作用し電離圏の構造を変化させるというものであった．しかし，Liu et al. [2005] は CHAMP 衛星から測定された中性大気密度が磁気赤道を中心に対称な分布をしていることを発見，またそれが同時に観測した電子密度と非常に類似していることから新たな熱圏大気と電離圏プラズマの相互作用が示唆された．メカニズムは現在も解明されていない．

また，今回解析した DE-2 衛星からも熱圏大気と電離圏プラズマの相互作用の形を発見したと言えそうである．解析した中性の東西風分布の図は磁気赤道に沿って東西風が流れ，磁気赤道で速度が極大になるような傾向が見られた．そして今回解析したデータの中では少なくとも，プラズマの東西ドリフト，プラズマ密度の分布と類似している点が多く見られる．よって，これらの要素が中性の粒子に作用し磁気赤道に沿った東西風の分布にさせる過程が考えられる．

今回発見した熱圏大気と電離圏プラズマの相互作用のメカニズムを，今回解析した図から考察するのは難しく，更なる解析を行う必要がある．低中緯度の大きな分布がわかったため，今後はさらに細かな変化や詳しい値を見てそれぞれのパラメータを比較する必要がある．また F10.7 や Kp 指数でも場合分けを行いその値の変化をみる必要もありそうである．また極域での分布も同様に行い極域での振る舞いを調べることも熱圏大気と電離圏プラズマの相互作用のメカニズムを考察するための手がかりになるかもしれない．

謝辞

本論文の作成にあたり大変多くの方々のご指導をいただきました。指導教員である渡部重十教授には本研究の主題を決めるところから、データ解析についての貴重なご指導、ご助言をいただきました。深く感謝の意を表します。当研究室の研究員 Huixin Liu さんには私の初歩的な質問にも丁寧に答えていただき、またデータ解析についてのご助言や、解析した結果について様々な意見をいただきました。また、ご自身が CHAMP 衛星のデータを用いて解析された図を提供していただきました。深く感謝いたします。同研究室の先輩である南部慎吾さんには論文の添削をはじめ、データ解析に関してまったくの無知であった私に親切丁寧に指導していただきました。また日頃から大変多くの質問にもやさしく答えていただきました。非常にお世話になりました。お礼を申し上げます。

そして、私の所属する惑星物理学研究室の皆様にも大変お世話になりました。皆さんの研究に勤しむ姿を刺激にすることで自分自身を奮い立たせ、本論文を仕上げることができました。大変感謝しております。

またデータ解析においては、Space Physics Data Facility, National Geophysical Data Center, 京都大学大学院理学研究付属地磁気世界資料解析センター, のデータを利用させていただきました。併せて感謝申し上げます。

参考文献

堀内剛二, 1972, 超高層物理, 共立出版株式会社

福西浩・国分征・松浦延夫, 1983, 南極の科学 2 オーロラと超高層大気, 古今書院

永田武・等松隆夫, 2003, 超高層大気の物理学 復刊

S. J. Bauer 著, 小山孝一郎 訳, 惑星電離圏の物理, 宇宙科学研究所

丸山隆, 電離圏プラズマ, 2006, J. Fusion Res 762-766

Asgeir Brekke, 1997, PHYSICS OF THE UPPER POLAR ATMOSPHERE, WILEY

B. G. Fejer, D. T. Farley, C. A. Gonzales, R. F. Woodman and C. Calderon, 1981, F region east-west drift at Jicamarca, J. Geophys. Res., 215-218

H. Lühr, M. Rother, W. Köhler, P. Ritter and L. Grunwaldt, 2004, Thermospheric up-welling in the cusp region: Evidence from CHAMP, Geophys. Res. Lett., 31, L06805, doi:10.1029/2003GL019314

H. Liu, H. Lühr and W. Köhler, 2005, Global distribution of the total mass density derived from CHAMP, J. Geophys. Res., 110, A04301, doi:10.1029/2004JA010741

H. Liu, H. Lühr, S. Watanabe, W. Köhler, V. Henize and P. Visser, 2006, Zonal wind in the equatorial upper thermosphere: Decomposing the solar flux, geomagnetic activity, and seasonal dependencies, J. Geophys. Res., 111, A07307, doi:10.1029/2005JA011415

H. Liu, H. Lühr, S. Watanabe and W. Koehler, 2007, Strong Magnetic Control of the Thermosphere under both Quiet and Disturbed Condition, in International Symposium on Coupling Process in the Equatorial Atmosphere

H. Liu, H. Lühr and S. Watanabe, 2007, Climatology of the equatorial thermospheric mass density anomaly, J. Geophys. Res., 112, A05305, doi:10.1029/2006JA012199

L. E. Wharton, N. W. Spencer and H. G. Mayr, 1984, The Earth's Thermospheric Superrotation From Dynamic Explorer 2, *Geophys. Res. Lett.*, vol.11.,531-533

T. Neubert and F. Christiansen, 2003, Small-scale, field-aligned currents at the top-side ionosphere, *Geophys. Res. Lett.*, 2010, doi:10.1029/2003GL017808