

修士論文

地球放射線帯の研究  
— 「つばさ」観測とモデリング —

The study of the Earth's radiation belts  
— “TSUBASA” observation and a modeling —

小松 研吾

Komatsu Kengo

北海道大学大学院 理学研究科 地球惑星科学専攻  
惑星物理学研究室

Division of Earth and Planetary Sciences,  
Graduate School of Science, Hokkaido University

Planetary Physics Laboratory

平成 17 年 1 月 28 日

## 要旨

放射線帯は、地球磁場に捕らわれ、地球の周囲にドーナツ状に分布する高エネルギー粒子が集まった領域であり、主に数 10 keV から数 MeV の電子や数 100 keV から数 10 MeV の陽子からなる。放射線帯は 1958 年に Van Allen らによって発見された。発見当初、放射線帯は一般には安定に存在しているものと考えられてきたが、その後の人工衛星による観測によりその構造は地磁気の変化に伴って空間的にも時間的にも非常に激しく変動していることが明らかになってきた。

放射線帯粒子フラックスの変動(特に電子)について、これまでに多くの研究・観測がなされ、粒子の生成・消滅のメカニズムとしてアルベド中性子崩壊による供給や外部領域からの粒子の流入・拡散、それに伴う加熱、電磁場の擾乱によるその場での断熱的な加熱・冷却、磁気圏内に存在する波動と粒子の相互作用による消滅など、多くの説明がなされてきたが、様々な物理過程が複雑に関係しており、また観測が不十分であることもあって、その詳細なメカニズムや定量的な問題については未だ完全には理解されていない。このような放射線帯粒子の変動メカニズムを理解するためには、更なる観測データの解析と、粒子の拡散についての数値シミュレーションを行う必要がある。

本研究ではまず、2002 年 2 月 4 日に打ち上げられた衛星「つばさ」(MDS-1) による電子 (0.41 - 2.00 MeV)、陽子 (0.91 - 250 MeV)、 $\alpha$  粒子 (6.51 - 270 MeV)、その他の重イオン (24 - 155 MeV) フラックスの最新のデータを用いて放射線帯の全体像と磁気嵐時の放射線帯粒子環境の変動について調べた。

まず、「つばさ」による各粒子フラックスのデータから放射線帯の平均的な構造を調べた。電子に関してはよく知られているきれいな二重構造を確認でき、その他の粒子に関しても磁気赤道上にピークを持つ構造を確認できた。

次に、磁気嵐に伴う各放射線帯の変動の様子を調べた。過去の研究で知られるように、電子放射線帯については外帯が磁気嵐に伴って激しく変動している様子が得られた。外帯粒子がスロット領域を埋めるように侵入している様子も捉えた。陽子、 $\alpha$  粒子、その他の重イオンは電子に比べ安定に存在しているのが確認できた。

次に、これまでに最もよく調べられている電子放射線帯に関する拡散係数や消滅率を用いて 1 次元 Fokker-Planck 方程式を用いた radial diffusion の数値コードを作成し、 $E = 0.65$  MeV と  $E = 1.00$  MeV のエネルギーの外帯電子フラックスについて数値シミュレーションを行った。この結果と「つばさ」で得られた電子放射線帯のデータと比較し、その再現性を調べた。

$E = 0.65$  MeV としたシミュレーションでは、 $L = 5$  以上の領域では観測の結果に近い電子フラックス変動の分布を得たが、 $L = 5$  以下の領域では正しく再現できなかった。 $E = 1.00$  MeV についても同様である。境界条件として与えた「つばさ」観測による電子フラックスでは、より短い時間スケールで起こる、境界での

電子フラックスの変化の影響は反映されない。このことが観測結果を再現できない理由の一つであると考えられる。また、ここで用いた radial diffusion モデルでは考慮していない内部加熱が存在する可能性も考えられる。

# 目次

要旨	i
第1章 序論	1
1.1 放射線帯	1
1.1.1 電子放射線帯	2
1.1.2 陽子放射線帯	3
1.1.3 その他の粒子	3
1.2 本研究の目的	3
第2章 放射線帯粒子の運動	6
2.1 磁場内の荷電粒子の運動	6
2.1.1 旋回運動	6
2.1.2 バウンス運動	7
2.1.3 ドリフト	7
2.2 断熱不変量	8
2.3 Liouville の定理	10
2.4 Boltzmann 方程式	11
2.5 Fokker-Planck 方程式	12
2.6 微分フラックス	15
第3章 衛星「つばさ」(MDS-1)	16
3.1 衛星概要	16
3.2 放射線吸収線量モニタ (SDOM)	16
3.3 重イオン観測装置 (HIT)	17
第4章 衛星「つばさ」観測	18
4.1 データセット	18
4.2 空間構造	18
4.3 放射線帯粒子フラックスの変動	19
第5章 数値計算	41
5.1 計算方法	41
5.1.1 基礎方程式	41

---

5.1.2	拡散係数	42
5.1.3	消滅率	42
5.1.4	境界条件	43
5.1.5	初期条件	43
5.1.6	手順	43
5.2	計算結果	44
<b>第6章 議論・結論</b>		<b>48</b>
謝辞		49
参考文献		50
		<b>53</b>
<b>付録A 「つばさ」観測による月ごとの粒子フラックス</b>		<b>53</b>
I	電子フラックス (0.41 - 0.90 MeV)	53
II	電子フラックス (0.90 - 2.00 MeV)	59
III	陽子フラックス (0.91 - 1.14 MeV)	65
IV	陽子フラックス (1.08 - 1.50 MeV)	71
V	陽子フラックス (1.08 - 1.50 MeV)	77
VI	陽子フラックス (1.46 - 2.01 MeV)	83
VII	陽子フラックス (1.60 - 2.70 MeV)	89
VIII	陽子フラックス (2.66 - 3.74 MeV)	95
IX	陽子フラックス (3.73 - 5.38 MeV)	101
X	陽子フラックス (5.73 - 7.98 MeV)	107
XI	陽子フラックス (6.59 - 15.22 MeV)	113
XII	陽子フラックス (10.57 - 26.44 MeV)	119
XIII	陽子フラックス (21.82 - 43.51 MeV)	125
XIV	陽子フラックス (39.22 - 78.94 MeV)	131
XV	陽子フラックス (94.27 - 212.04 MeV)	137
XVI	粒子フラックス (6.51 - 11.91 MeV)	143
XVII	粒子フラックス (12.90 - 23.88 MeV)	149
XVIII	粒子フラックス (26.54 - 43.31 MeV)	155
XIX	粒子フラックス (65.13 - 137.18 MeV)	161
XX	重イオンフラックス (24 - 155 MeV)	167

# 第1章 序論

## 1.1 放射線帯

放射線帯は地球磁場に捕らわれた高エネルギーの荷電粒子が集まった領域である。その領域は高度約 1000 km から 50000 km 以上にわたって広がっており、主に数 10 keV<sup>1)</sup> から数 MeV の電子や数 100 keV から数 10 MeV の陽子からなる。

放射線帯は Van Allen らによって 1958 年に打ち上げられた Explorer I (1958 年 1 月)、III (1958 年 3 月)、IV (1958 年 7 月) の放射線計測により発見され、続く Pioneer I (1958 年 10 月)、III (1958 年 12 月)、IV (1959 年 3 月)、Sputnik III (1958 年 5 月) などの観測によってその構造が明らかとなった (図 1)。

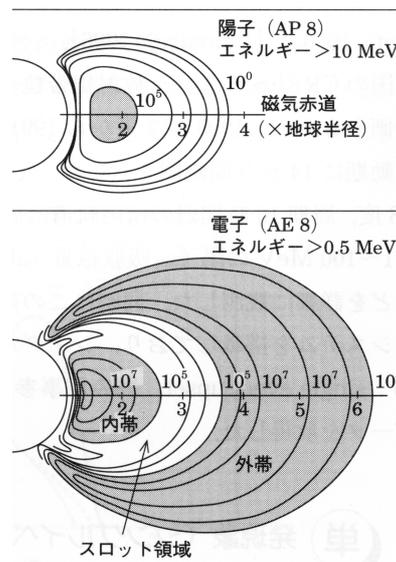


図 1: NASA 電子放射線帯モデル (AE8) による電子 (> 0.5 MeV)(下) と陽子放射線帯モデル (AP8) による陽子 (> 10 MeV)(上) のフラックス分布 [ $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ ]。 (出典: 恩藤・丸橋, 2000)

放射線帯が発見された当時、放射線帯は一般には安定に存在しているものと考えられていたが、その後、多くの衛星による観測がなされ、太陽活動に伴う太陽風速度の変化や地球磁気圏の擾乱によって放射線帯粒子フラックスが空間的にも

<sup>1)</sup>eV =  $1.6 \times 10^{-19}$  J

時間的にも激しく変動すること明らかになった (Baker et al., 1994)。

高エネルギーの放射線帯粒子がどのようにして生成もしくは消滅するのかについての詳細は未だよくわかっていない。生成に関する定性的な説明の一つは、高エネルギーの宇宙放射線 ( $\sim 10$  GeV) が地球の高層大気に衝突することで生じるアルベド中性子が、宇宙空間に飛び出す間に電子や陽子に崩壊 (CRAND: the Cosmic Ray Albedo Neutron Decay) し、それが地球磁場に捕捉され放射線帯粒子になるというものである。しかし、CRANDによる供給だけでは不十分であることが知られている (Beutier and Boscher, 1995)。他の説明としては、地球磁気圏に侵入した太陽風粒子 ( $\sim 10$  eV) が、磁気圏内で断熱的に加熱されて高エネルギー粒子 (数  $10$  keV  $\sim$  数  $10$  MeV) を生成するというものである。放射線帯粒子は磁力線の周りを螺旋状に運動する旋回運動、南北にあるミラーポイントと呼ばれる地点を磁力線に沿って往復運動するバウンス運動、地球の周囲を回るドリフトの三つの周期的な運動をする (第二章)。この周期的な運動に対して、その運動それぞれの周期にわたって不変な量 (断熱不変量 ( $M, J, \Phi$ )) を定義することができる。第一断熱不変量保存したまま地球磁場の擾乱によって第三断熱不変量が破れ内向きの拡散が起これると、すなわち粒子が磁場の強い領域へ移動すると粒子のエネルギーが増加する (ベータトロン加速) (Dessler and Karplus, 1961)。その他、磁気圏内に生じる ULF などの電磁波によって加熱するという説明もある (Liu and Baker, 1999; Summers and Ma, 2000)。

消失に関してもいくつかの説がある。一つは断熱効果と言われるものである。三つの断熱不変量を保存したまま磁気嵐などで地球の磁場が弱まると、第三断熱不変量の保存から粒子は磁場の弱い外側へ移動する。このとき第一断熱不変量の保存から粒子のエネルギーが減少する。これによって、高エネルギー粒子のフラックスが減少することになる (Kim and Chan, 1997)。二つ目は放射線帯粒子の大気への降下である。内部磁気圏にはホイッスラーモードの波 (Lyons et al., 1972) や EMIC (the Electro-Magnetic Ion Cyclotron waves) (Thorne and Kennel, 1971) が存在し、これらと放射線帯粒子が相互作用 (波動-粒子相互作用) することでピッチ角 (磁場の方向と粒子速度の方向とのなす角) 散乱が起こる。これによりミラーポイントが地球に近づき、粒子が大気と衝突して消失する。もう一つは粒子が磁気圏の外側へ向かってドリフトし、マグネトポーズから外へ逃げ出すというものである (Thorne and Kennel, 1971)。

### 1.1.1 電子放射線帯

数  $10$  KeV から数 MeV の高エネルギー電子からなる電子放射線帯は約  $1.1 - 2.5 R_E$  ( $R_E$  は地球半径 =  $6378$  km) に存在する内帯と約  $3.0 - 7.0 R_E$  に存在する外帯の二重構造をしている (図 1)。外帯のピークの位置はおおよそ  $4.0 - 5.0 R_E$  に存在する。内帯と外帯の間にはスロット領域と呼ばれる比較的電子フラックスの少ない領域が存在する。

過去の衛星観測の結果から、電子放射線帯の粒子フラックスの時間変動について以下のような現象が知られている。電子フラックスは磁気嵐の主相において数時間程度で急激に減少する。その後、回復相で数日かけて徐々に回復し、磁気嵐前の値を超えて増加する (Li et al., 1997, 1999)。電子フラックスはエネルギーの低いものの方が早く回復し、エネルギーの高いものの回復は遅い傾向にある (Li et al., 1997, 1999)。更に、電子フラックスの回復増加は L 値の低い領域から始まる (Baker et al., 1994; Li et al., 1997, 1999; Obara et al., 2000)(図 2)。

### 1.1.2 陽子放射線帯

数 100 KeV から数 10 MeV の高エネルギー陽子からなる陽子放射線帯は 1.1 – 4.0  $R_E$  に存在する。電子放射線帯とは異なり一重の構造である。

陽子放射線帯は電子放射線帯に比べ、比較的安定に存在している。磁気嵐に伴う陽子フラックスの変化は電子の場合ほど激しいものではなく、外縁部での変動は見られるが中心領域での変化はあまり見られない。陽子放射線帯は主として、アルベド中性子の崩壊によって生じた陽子であると考えられている。陽子放射線帯の研究は Albert et al (1998a,b) による衛星 CRRES の観測や Bourdarie et al. (1997) のシミュレーションなどがあるが電子放射線帯ほどよく調べられていないのが現状である。

### 1.1.3 その他の粒子

放射線帯には上記の粒子の他に、より重い 粒子や重イオンが存在する。これらは電子や陽子に比べ質量が大きいためそのエネルギーは大きい、粒子フラックスが非常に小さく放射線帯の主要な成分ではないため、これまでにほとんど調べられていない。

## 1.2 本研究の目的

これまでに述べたように、放射線帯粒子の変動について多くの観測・研究がなされているが、放射線帯粒子の生成・消滅・拡散輸送には様々な物理過程が非常に複雑に関係しており、また観測が不十分であることもあってその詳細なメカニズムや定量的な問題については未だ完全には理解されていない。このような放射線帯粒子の変動メカニズムを理解するためには、更なる観測データの解析と、粒子の拡散についての数値シミュレーションを用いた研究を行う必要がある。

本研究では、宇宙航空研究開発機構 (JAXA) によって 2002 年に打ち上げられた衛星つばさ (MDS-1) の放射線粒子観測データを用いて放射線帯の空間的構造と磁気嵐に伴う放射線帯粒子フラックスの変動の様子を調べる。また、Fokker-Planck 方程式を用いた放射線帯粒子の radial diffusion の数値コードを作成し、電子放射

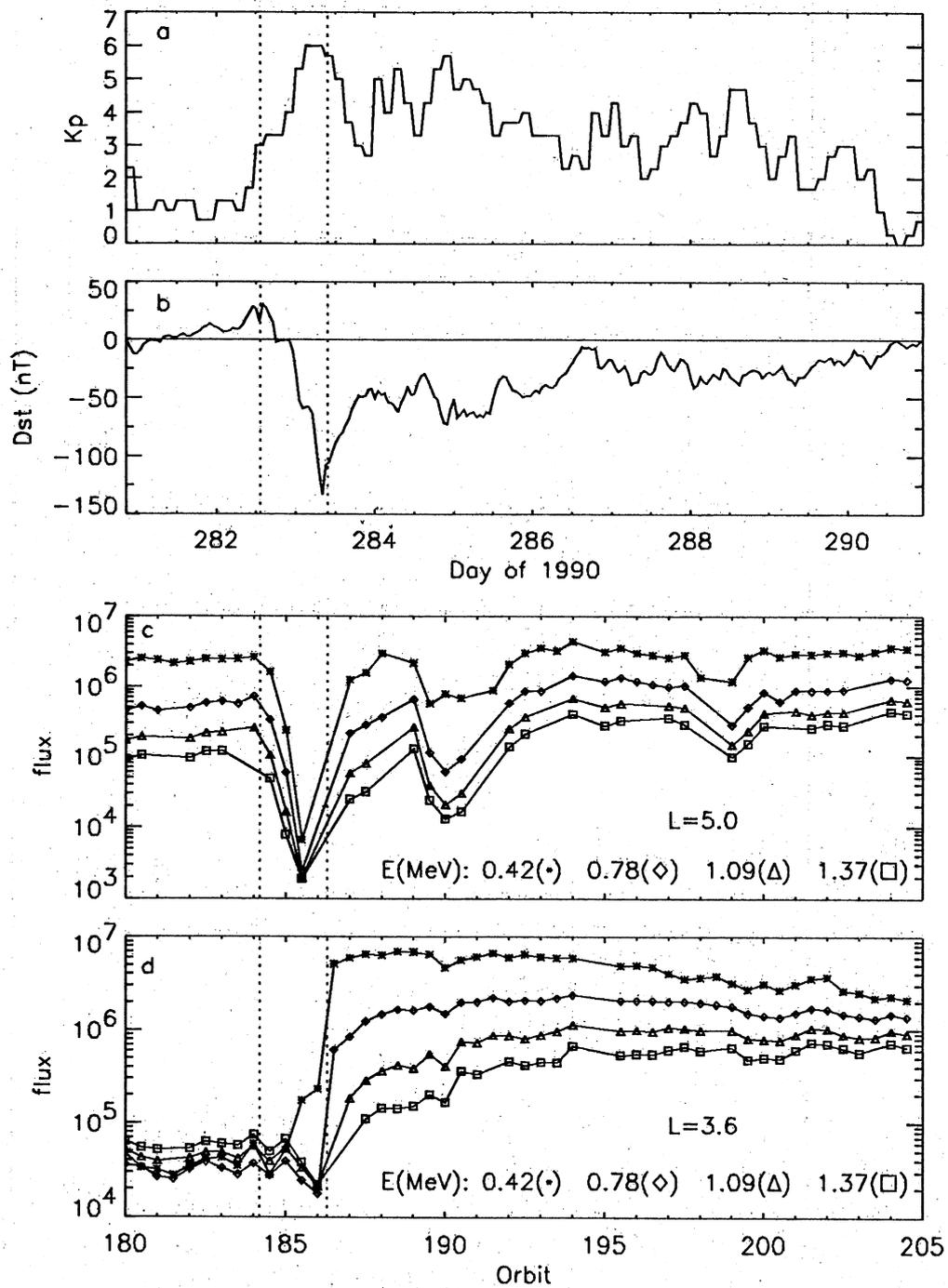


図 2: CRRES 観測による 1990 年 10 月 9 日の磁気嵐に伴う電子放射線帯フラックスの変化 (c,d)。フラックスの単位は  $[(\text{cm}^2 \text{sstr MeV})^{-1}]$ 。(a,b) はそれぞれ Kp と Dst(出典: Brautigam and Albert, 2000)。

線帯に関する過去の研究で得られている拡散係数やロスレートを用いて数値シミュレーションを行い、「つばさ」のデータと比較してその再現性を調べる。

## 第2章 放射線帯粒子の運動

### 2.1 磁場内の荷電粒子の運動

#### 2.1.1 旋回運動

磁場  $B$  内を速度  $v$  で運動する電荷  $q$ 、質量  $m$  の荷電粒子の運動方程式は

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = q(\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (2.1)$$

である。これより、磁場内の荷電粒子は角振動数

$$\omega_g = \frac{qB}{m} \quad (2.2)$$

旋回半径

$$r_g = \frac{v_{\perp}}{|\omega_g|} = \frac{mv_{\perp}}{|q|B} \quad (2.3)$$

で磁力線の周りを旋回運動する (図 3)。ここで、 $v_{\perp}$  は粒子の速度の磁力線に垂直な方向成分である。粒子が磁力線に平行な方向の速度成分  $v_{\parallel}$  持つとき粒子は磁力線の周りを螺旋状に運動する。磁力線方向と粒子の速度方向とのなす角  $\alpha$  は

$$\alpha = \tan^{-1} \left( \frac{v_{\perp}}{v_{\parallel}} \right) \quad (2.4)$$

と書け、ピッチ角と呼ばれる。

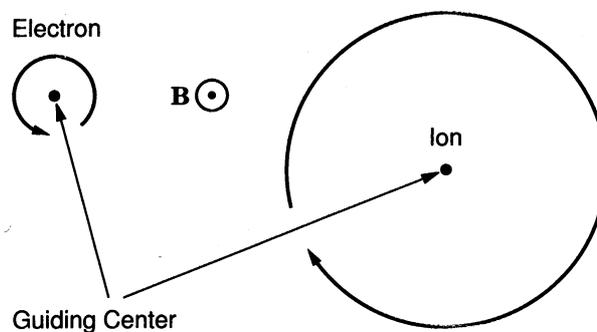


図 3: 電子とイオンの旋回運動 (出典: Basic Spase Plasma Physics)。

### 2.1.2 バウンス運動

荷電粒子が旋回運動をするときこの粒子の磁気モーメント  $\mu$  を次のように書くことができる。

$$\mu = \frac{mv_{\perp}^2}{2B} = \frac{mv^2 \sin^2 \alpha}{2B} \quad (2.5)$$

粒子が磁力線の周りを一周する間の磁場の空間変化、時間変化が十分小さい場合には磁気モーメント  $\mu$  は保存する。地球の磁場のように磁力線の両端で磁場が強くなっているような場合には、荷電粒子が螺旋運動をしながら磁場の強さが  $B_1$  の場所から  $B_2$  の場所へ移動すると、磁気モーメントの保存から

$$\frac{\sin^2 \alpha_2}{\sin^2 \alpha_1} = \frac{B_2}{B_1} \quad (2.6)$$

という関係を得る。ここで  $\alpha_1, \alpha_2$  はそれぞれ  $B_1, B_2$  でのピッチ角である。地球の磁場のように磁力線の両端で磁場が強くなっている場合、粒子が磁力線に沿って磁場の弱い場所から強い場所へ移動すると、上式より粒子のピッチ角は大きくなり  $\alpha = 90^\circ$  になるところでそれ以上進むことができなくなる。この点をミラーポイントという。放射線帯粒子は南北のミラーポイントの間を往復運動(バウンス)する(図5)。

### 2.1.3 ドリフト

磁場に勾配があるある場合や、荷電粒子が湾曲した磁力線に沿って運動するような場合には、粒子はドリフトすることが知られている。荷電粒子の旋回運動において、(2.3)より、粒子が磁場の強い領域を通過するときはその旋回半径は小さくなる。一方、磁場の弱い領域を通過するときにはその旋回半径は大きくなる。従って、旋回運動する粒子の旋回中心は徐々に移動していく(図4)。これを磁気勾配ドリフトといい、その速度  $v_{\nabla}$  は

$$\mathbf{v}_{\nabla} = \frac{\mu}{qB^2} (\mathbf{B} \times \nabla B) \quad (2.7)$$

と書くことができる。

荷電粒子が磁場  $B$  内を任意の力  $F$  を受けながら運動する場合、(2.1)は

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = q(\mathbf{v} \times \mathbf{B}) + \mathbf{F} \quad (2.8)$$

と書き換えることができ、このとき一般に旋回中心のドリフト速度  $\mathbf{v}_F$  は

$$\mathbf{v}_F = \frac{1}{\omega_g} \left( \frac{\mathbf{F}}{m} \times \frac{\mathbf{B}}{B} \right) \quad (2.9)$$

と書くことができる。

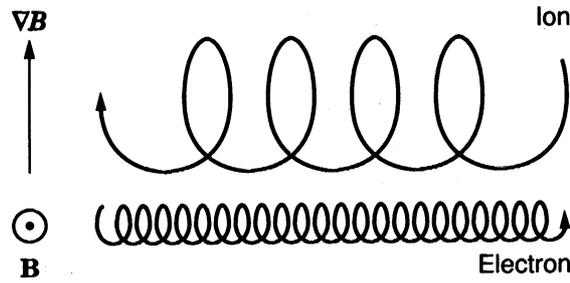


図 4: 磁気勾配ドリフト (出典: Basic Spase Plasma Physics)。

粒子が湾曲した磁力線に沿って運動するとき

$$F_R = mv_{\parallel}^2 \frac{R_c}{R_c^2} \tag{2.10}$$

の遠心力が働き、それによるドリフト (湾曲ドリフト) が起こる。湾曲ドリフトの速度  $F_R$  は (2.9) を (2.8) に代入して

$$\mathbf{v}_R = \frac{mv_{\parallel}^2}{q} \frac{\mathbf{R}_c \times \mathbf{B}}{R_c^2 B^2} \tag{2.11}$$

となる。

結局、放射線帯粒子は、磁力線周りの旋回運動・南北のミラーポイント間のバウンス運動・磁気勾配や磁力線の湾曲による経度方向のドリフト (電子は東向き、イオンは西向き) の三つの周期的な運動をしていることがわかる (図 5)。

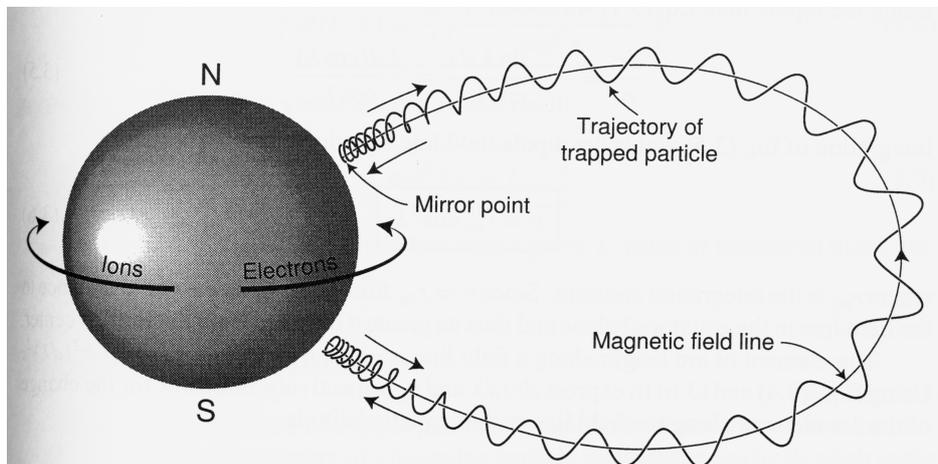


図 5: 放射線帯粒子の運動の軌跡 (出典: Basic Spase Plasma Physics)。

## 2.2 断熱不変量

前節で述べた放射線帯粒子の三つの周期的な運動において、それらの角振動数が放射線帯内に生じる電磁場の振動の角振動数に比べて十分小さいとき、すなわ

ち、電磁場の振動が十分ゆっくりであるとき、作用変数と呼ばれる次式で定義される量

$$J_i = \oint_i (\mathbf{p}_i + q\mathbf{A}) \cdot d\mathbf{l}_i \quad (2.12)$$

は不変量となる (朝永, 1969)。ここで  $i$  は周期運動の別を表し、 $p_i$  は粒子の一般化運動量、 $l_i$  は一般化座標であり、積分は周期運動にわたって行う。

作用変数  $J_1$  は旋回運動に関係する。

$$\begin{aligned} J_1 &= \oint_1 m v_{\perp} \frac{v_{\perp}}{|\omega_g|} d\varphi + \oint_{s_1} q \operatorname{rot} \mathbf{A} \cdot d\mathbf{s}_1 \\ &= \frac{2\pi p_{\perp}^2}{m|\omega_g|} - \frac{\pi q B v_{\perp}^2}{|\omega_g|^2} \\ &= \frac{\pi p_{\perp}^2}{|q|B} \end{aligned} \quad (2.13)$$

である。ただし、 $s_1$  に関する積分は旋回運動する粒子の軌道に沿う周積分であり  $s_1$  はその線素である。更に上式と (2.5) から

$$J_1 = \frac{\pi p_{\perp}^2}{|q|B} = \frac{2\pi m}{|q|} \frac{p_{\perp}^2}{2mB} = \frac{2\pi m}{|q|} \mu = \frac{2\pi m_0}{|q|} M \quad (2.14)$$

を得る。ここで  $m_0$  は粒子の静止質量であり、 $M = \gamma\mu$  ( $\gamma = \frac{m}{m_0}$ ) である。 $M$  は第一断熱不変量と呼ばれる。

作用変数  $J_2$  は、バウンス運動に関係する。

$$J_2 = \oint_{s_2} m v_{\parallel} ds_2 \equiv J \quad (2.15)$$

$s_2$  に関する積分はバウンス経路に沿った積分であり、 $s_2$  はその線素である。 $J$  は第二断熱不変量と呼ばれる。

作用変数  $J_3$  は経度方向のドリフトに関係する。この場合、(2.12) の第一項は第二項に比べ非常に小さいので無視でき、 $J_3$  は次のように書ける。

$$J_3 = \oint_{s_3} q \mathbf{A} \cdot d\mathbf{s}_3 = q \Phi \quad (2.16)$$

ここで  $\Phi$  は経度方向のドリフトによって作られる軌道内の磁気フラックスであり、これを第三断熱不変量と呼ぶ。

放射線帯の物理を考える上で  $L$  値を用いるのが便利である。 $L$  は一本の磁力線を示し、その磁力線が磁気赤道面と交わる点  $r_{\text{eq}}$  が、地球から地球の半径  $R_E$  の何倍の位置にあるかを表すものである。すなわち、 $L = \frac{r_{\text{eq}}}{R_E}$ 。

(2.16) は双極子磁場である場合には、地表面の磁場の強さ  $B_0$  と  $L$  を用いて

$$J_3 = q \Phi = 2\pi q B_0 \frac{R_E}{L^3} \quad (2.17)$$

と書ける。

## 2.3 Liouville の定理

放射線帯のような多数の粒子からなる系では、個々の粒子の運動を追うのは現実的には不可能であり、その平均的な振る舞いを調べる必要がある。多数の粒子からなる系において、ある粒子の力学的状態はその座標  $(x, y, z)$  と速度  $(v_x, v_y, v_z)$ 、時間  $t$  によって指定することができ、もっと一般的に正準変数  $(q_1, q_2, q_3, p_1, p_2, p_3)$  と時間  $t$  で記述することができる。よってこの粒子は 6 次元空間中の一点で代表される。各粒子の代表点はこの空間内を運動し、この空間を位相空間<sup>1)</sup>と呼ぶ。位相空間中の粒子の運動はハミルトンの運動方程式より

$$\frac{dq_i}{dt} = \frac{\partial \mathcal{H}(q_i, p_i, t)}{\partial p_i}, \quad \frac{dp_i}{dt} = -\frac{\partial \mathcal{H}(q_i, p_i, t)}{\partial q_i} \quad (2.18)$$

$$(i = 1, 2, 3, 4, 5, 6)$$

で与えられる。位相空間における代表点の集合によって作られる微小体積  $\Delta = \delta q_1 \delta p_1 \delta q_2 \delta p_2 \delta q_3 \delta p_3$  の時間変化は、系の粒子が生成・消滅しなければ

$$\begin{aligned} \frac{d\Delta}{dt} &= \frac{d(\delta q_1 \delta p_1 \delta q_2 \delta p_2 \delta q_3 \delta p_3)}{dt} \\ &= \left( \frac{d(\delta q_1)}{dt} \delta p_1 + \frac{d(\delta p_1)}{dt} \delta q_1 \right) \delta q_2 \delta p_2 \delta q_3 \delta p_3 \\ &\quad \dots\dots \\ &\quad + \left( \frac{d(\delta q_1)}{dt} \delta p_1 + \frac{d(\delta p_3)}{dt} \delta q_3 \right) \delta q_1 \delta p_1 \delta q_2 \delta p_2 \end{aligned} \quad (2.19)$$

であり、このとき (2.3) より

$$\frac{d(\delta q_i)}{dt} = \delta \left( \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial p_i} \right) = \frac{\partial^2 \mathcal{H}}{\partial p_i \partial q_i} \delta q_i \quad (2.20)$$

$$\frac{d(\delta p_i)}{dt} = -\delta \left( \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial q_i} \right) = -\frac{\partial^2 \mathcal{H}}{\partial q_i \partial p_i} \delta p_i \quad (2.21)$$

であるから (2.19) は

$$\frac{d\Delta}{dt} = \sum_{i=1}^3 \left( \frac{\partial^2 \mathcal{H}}{\partial p_i \partial q_i} - \frac{\partial^2 \mathcal{H}}{\partial q_i \partial p_i} \right) \Delta = 0 \quad (2.22)$$

となり、運動の軌跡に沿って  $\Delta$  は保存する。

$\Delta$  が保存するという事は位相空間密度  $\mathcal{F}(q, p, t)$  も保存する。すなわち

$$\begin{aligned} \frac{d\mathcal{F}}{dt} &= \frac{\partial \mathcal{F}}{\partial t} + \sum_{i=1}^3 \left( \frac{dq_i}{dt} \frac{\partial \mathcal{F}}{\partial q_i} + \frac{dp_i}{dt} \frac{\partial \mathcal{F}}{\partial p_i} \right) \\ &= \frac{\partial \mathcal{F}}{\partial t} + \sum_{i=1}^3 \left( \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial p_i} \frac{\partial \mathcal{F}}{\partial q_i} - \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial q_i} \frac{\partial \mathcal{F}}{\partial p_i} \right) = 0 \end{aligned} \quad (2.23)$$

<sup>1)</sup>  $\mu$  空間

## 2.4 Boltzmann 方程式

統計平均をとった位相空間密度  $\langle \mathcal{F}(\mathbf{q}, \mathbf{p}, t) \rangle = f(\mathbf{q}, \mathbf{p}, t)$  を用いると  $\mathcal{F}(\mathbf{q}, \mathbf{p}, t)$  は

$$\mathcal{F}(\mathbf{q}, \mathbf{p}, t) = f(\mathbf{q}, \mathbf{p}, t) + \delta\mathcal{F}(\mathbf{q}, \mathbf{p}, t) \quad (2.24)$$

と書くことができる。ここで  $\delta\mathcal{F}(\mathbf{q}, \mathbf{p}, t)$  は  $\mathcal{F}(\mathbf{q}, \mathbf{p}, t)$  の平均からのずれであり、 $\langle \delta\mathcal{F}(\mathbf{q}, \mathbf{p}, t) \rangle = 0$  である。また、ハミルトニアン  $\mathcal{H}$  も同様にして

$$\mathcal{H}(\mathbf{q}, \mathbf{p}, t) = H(\mathbf{q}, \mathbf{p}, t) + \delta\mathcal{H}(\mathbf{q}, \mathbf{p}, t) \quad (2.25)$$

(2.24)、(2.25) を (2.23) に代入して統計平均をとり、2 次の微小量を無視すると

$$\begin{aligned} \frac{\partial f}{\partial t} + \sum_{i=1}^3 \left( \frac{\partial H}{\partial p_i} \frac{\partial f}{\partial q_i} - \frac{\partial H}{\partial q_i} \frac{\partial f}{\partial p_i} \right) \\ = \left\langle \sum_{i=1}^3 \left( \frac{\partial H}{\partial q_i} \frac{\partial(\delta f)}{\partial p_i} + \frac{\partial(\delta\mathcal{H})}{\partial p_i} \frac{\partial f}{\partial q_i} - \frac{\partial H}{\partial p_i} \frac{\partial(\delta f)}{\partial q_i} - \frac{\partial(\delta\mathcal{H})}{\partial q_i} \frac{\partial f}{\partial p_i} \right) \right\rangle \end{aligned} \quad (2.26)$$

を得る。ここで上式の右辺は今考えている時間スケールよりも小さな時間スケールで起こる現象による  $f$  の変化の平均であり、これを  $\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_c$  で表すことにすると

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \sum_{i=1}^3 \left( \frac{\partial H}{\partial p_i} \frac{\partial f}{\partial q_i} - \frac{\partial H}{\partial q_i} \frac{\partial f}{\partial p_i} \right) = \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_c \quad (2.27)$$

となる<sup>2)</sup>。ここで再び、(2.3)、(2.25) を用いると上式は

$$\begin{aligned} \frac{\partial f}{\partial t} + \sum_{i=1}^3 \left( \frac{\partial q_i}{\partial t} \frac{\partial f}{\partial q_i} - \frac{\partial p_i}{\partial t} \frac{\partial f}{\partial p_i} \right) &= \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_c \\ \frac{\partial f}{\partial t} + \dot{\mathbf{q}} \cdot \nabla_{\mathbf{q}} f + \dot{\mathbf{p}} \cdot \nabla_{\mathbf{p}} f &= \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_c \end{aligned} \quad (2.28)$$

となる。この方程式は Boltzmann 方程式と呼ばれる。

正準変数  $p, q$  の代わりに作用変数  $(J_1, J_2, J_3)$  とそれに共役な角変数  $(\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3)$  を用いることができ、(2.28) は

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{d\varphi}{dt} \cdot \nabla_{\varphi} f + \frac{d\mathbf{J}}{dt} \cdot \nabla_{\mathbf{J}} f = \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_c \quad (2.29)$$

と書くことができる。角変数  $(\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3)$  はそれぞれ、旋回運動、バウンス運動、ドリフトにおける粒子の位相角を表している。

<sup>2)</sup>位相空間内の代表点の生成・消滅を表す。

## 2.5 Fokker-Planck 方程式

放射線帯内の電磁場の振動が放射線帯粒子の周期的運動よりも短い時間スケールで起こり、断熱不変量の破れが生じるとき、粒子は位相空間内で確率的に振る舞うと仮定する。作用変数  $J$  を持つ粒子が時間  $\Delta t$  の後に  $\Delta J$  だけ変化するとき、その確率を  $W(J, \Delta J)$  と書くとする

$$f(\varphi, \mathbf{J}, t + \Delta t) = \int f(\varphi, \mathbf{J} - \Delta \mathbf{J}, t) W(\mathbf{J} - \Delta \mathbf{J}, \Delta \mathbf{J}) d(\Delta \mathbf{J}) \quad (2.30)$$

の関係が成り立つ。このように  $t + \Delta t$  での状態が時刻  $t$  での状態だけで決まり、過去の経歴に無関係に定まるとき、この過程を一般に Markoff 過程と呼ぶ。このとき

$$\left( \frac{\partial f}{\partial t} \right)_c \Delta t = f(\varphi, \mathbf{J}, t + \Delta t) - f(\varphi, \mathbf{J}, t) \quad (2.31)$$

となり、(2.30) の被積分関数を Taylor 展開すると

$$\begin{aligned} & f(\varphi, \mathbf{J} - \Delta \mathbf{J}, t) W(\mathbf{J} - \Delta \mathbf{J}, \Delta \mathbf{J}) \\ &= f(\varphi, \mathbf{J}, t) W(\mathbf{J}, \Delta \mathbf{J}) - \sum_r \frac{\partial(fW)}{\partial J_r} \Delta J_r + \sum_{r,s} \frac{1}{2} \frac{\partial^2(fW)}{\partial J_r \partial J_s} \Delta J_r \Delta J_s + \dots \end{aligned} \quad (2.32)$$

が得られる。 $W(\mathbf{J}, \Delta \mathbf{J})$  の定義から

$$\int W(\mathbf{J}, \Delta \mathbf{J}) d(\Delta \mathbf{J}) = 1 \quad (2.33)$$

である<sup>3)</sup>。また

$$\begin{aligned} \int W(\mathbf{J}, \Delta \mathbf{J}) \Delta \mathbf{J} d(\Delta \mathbf{J}) &= \langle \Delta \mathbf{J} \rangle_t \Delta t \\ \int W(\mathbf{J}, \Delta \mathbf{J}) \Delta J_r \Delta J_s d(\Delta \mathbf{J}) &= \langle \Delta J_r \Delta J_s \rangle_t \Delta t \end{aligned} \quad (2.34)$$

とおく。

ここで  $\int W \Delta \mathbf{J} d(\Delta \mathbf{J})$  と  $\int W \Delta J_r \Delta J_s d(\Delta \mathbf{J})$  がそれぞれ  $\Delta t$  に比例するというのは以下の考察による。

$\Delta \mathbf{J}$  の  $r$  成分  $\Delta J_r$  はある粒子が  $i$  番目に受けた変化  $\Delta J_r^i$  の総和と考え、 $\Delta J_r = \sum_i \Delta J_r^i$  となる。したがって

$$\int W \Delta J_r d(\Delta \mathbf{J}) = \sum_i \int W \Delta J_r^i d(\Delta \mathbf{J}) \quad (2.35)$$

<sup>3)</sup>  $\Delta t$  後に何かしらの変化  $\Delta \mathbf{J}$  がある ( $\Delta \mathbf{J} = 0$  の時は変化がなかったということを意味する)。

であり、 $i$  とともに、つまり時間  $\Delta t$  とともに和の項が増えていく。したがって、 $\int W \Delta \mathbf{J} d(\Delta \mathbf{J})$  は  $\Delta t$  に比例する。

また、同様に  $\Delta J_r \Delta J_s = \sum_{i,j} \Delta J_r^i \Delta J_s^j$  であり、もしこれらの変化が統計的に独立なら<sup>4)</sup>、 $\Delta J_r^i \Delta J_s^j$  ( $i \neq j$ ) の統計的平均はゼロである。すなわち

$$\begin{aligned} \int W \Delta J_r \Delta J_s d(\Delta \mathbf{J}) &= \sum_{i,j} \int W \Delta J_r^i \Delta J_s^j d(\Delta \mathbf{J}) \\ &= \sum_i \int W \Delta J_r^i \Delta J_s^i d(\Delta \mathbf{J}) \end{aligned} \quad (2.36)$$

となり、これもやはり  $i$  とともに、つまり時間  $\Delta t$  とともに和の項が増えていく。したがって、 $\int W \Delta J_r \Delta J_s d(\Delta \mathbf{J})$  は  $\Delta t$  に比例する。

(2.32) を (2.30) に代入すると

$$\begin{aligned} f(\varphi, \mathbf{J}, t + \Delta t) &= \int f(\varphi, \mathbf{J} - \Delta \mathbf{J}, t) W(\mathbf{J} - \Delta \mathbf{J}, \Delta \mathbf{J}) d(\Delta \mathbf{J}) \\ &\simeq \int f(\varphi, \mathbf{J}, t) W(\mathbf{J}, \Delta \mathbf{J}) d(\Delta \mathbf{J}) \end{aligned} \quad (2.37a)$$

$$- \int \sum_r \frac{\partial(fW)}{\partial J_r} \Delta J_r d(\Delta \mathbf{J}) \quad (2.37b)$$

$$+ \int \sum_{r,s} \frac{1}{2} \frac{\partial^2(fW)}{\partial J_r \partial J_s} \Delta J_r \Delta J_s d(\Delta \mathbf{J}) \quad (2.37c)$$

となる。右辺第1項 (2.37a) は

$$\begin{aligned} \int f(\varphi, \mathbf{J}, t) W(\mathbf{J}, \Delta \mathbf{J}) d(\Delta \mathbf{J}) &= f(\varphi, \mathbf{J}, t) \int W(\mathbf{J}, \Delta \mathbf{J}) d(\Delta \mathbf{J}) \\ &= f(\varphi, \mathbf{J}, t) \quad (\because (2.33)) \end{aligned} \quad (2.38)$$

<sup>4)</sup> $i$  番目の変化がそれ以前の変化によらない (Markoff 過程)。

第2項 (2.37b) は

$$\begin{aligned}
 \int \sum_r \frac{\partial(fW)}{\partial J_r} \Delta J_r d(\Delta \mathbf{J}) &= \sum_r \int \left( W \frac{\partial f}{\partial J_r} \Delta J_r + f \frac{\partial W}{\partial J_r} \Delta J_r \right) d(\Delta \mathbf{J}) \\
 &= \sum_r \left( \frac{\partial f}{\partial J_r} \int W \Delta J_r d(\Delta \mathbf{J}) \right) + \sum_r \left( f \int \frac{\partial W}{\partial J_r} \Delta J_r d(\Delta \mathbf{J}) \right) \\
 &= \frac{\partial f}{\partial \mathbf{J}} \cdot \int W \Delta \mathbf{J} d(\Delta \mathbf{J}) + f \int \frac{\partial W}{\partial \mathbf{J}} \cdot \Delta \mathbf{J} d(\Delta \mathbf{J}) \quad (\because (2.34)) \\
 &= \frac{\partial f}{\partial \mathbf{J}} \cdot \langle \Delta \mathbf{J} \rangle_t \Delta t + f \frac{\partial}{\partial \mathbf{J}} \cdot \int W \Delta \mathbf{J} d(\Delta \mathbf{J}) \quad \left( \because \frac{\partial \Delta \mathbf{J}}{\partial \mathbf{J}} = 0 \right) \\
 &= \frac{\partial f}{\partial \mathbf{J}} \cdot \langle \Delta \mathbf{J} \rangle_t \Delta t + f \frac{\partial}{\partial \mathbf{J}} \cdot \langle \Delta \mathbf{J} \rangle_t \Delta t \quad (\because (2.34)) \\
 &= \nabla_v \cdot (\langle \Delta \mathbf{J} \rangle_t f) \Delta t \quad (2.39)
 \end{aligned}$$

更に第3項は

$$\begin{aligned}
 \int \sum_{r,s} \frac{1}{2} \frac{\partial^2(fW)}{\partial J_r \partial J_s} \Delta J_r \Delta J_s d(\Delta \mathbf{J}) \\
 &= \sum_{r,s} \frac{1}{2} \int \left( W \frac{\partial^2 f}{\partial J_r \partial J_s} + \frac{\partial f}{\partial J_r} \frac{\partial W}{\partial J_s} + f \frac{\partial^2 W}{\partial J_r \partial J_s} + \frac{\partial W}{\partial J_r} \frac{\partial f}{\partial J_s} \right) \Delta J_r \Delta J_s d(\Delta \mathbf{J}) \\
 &= \frac{1}{2} \sum_{r,s} \int W \frac{\partial^2 f}{\partial J_r \partial J_s} \Delta J_r \Delta J_s d(\Delta \mathbf{J}) + \frac{1}{2} \sum_{r,s} \int \frac{\partial f}{\partial J_r} \frac{\partial W}{\partial J_s} \Delta J_r \Delta J_s d(\Delta \mathbf{J}) \\
 &\quad + \frac{1}{2} \sum_{r,s} \int f \frac{\partial^2 W}{\partial J_r \partial J_s} \Delta J_r \Delta J_s d(\Delta \mathbf{J}) + \frac{1}{2} \sum_{r,s} \int \frac{\partial W}{\partial J_r} \frac{\partial f}{\partial J_s} \Delta J_r \Delta J_s d(\Delta \mathbf{J}) \\
 &= \frac{1}{2} \sum_{r,s} \frac{\partial^2 f}{\partial J_r \partial J_s} \int W \Delta J_r \Delta J_s d(\Delta \mathbf{J}) + \frac{1}{2} \sum_{r,s} \frac{\partial f}{\partial J_r} \frac{\partial}{\partial J_s} \int W \Delta J_r \Delta J_s d(\Delta \mathbf{J}) \\
 &\quad + \frac{1}{2} \sum_{r,s} f \frac{\partial^2}{\partial J_r \partial J_s} \int W \Delta J_r \Delta J_s d(\Delta \mathbf{J}) + \frac{1}{2} \sum_{r,s} \frac{\partial f}{\partial J_s} \frac{\partial}{\partial J_r} \int W \Delta J_r \Delta J_s d(\Delta \mathbf{J}) \\
 &= \frac{1}{2} \sum_{r,s} \left( \frac{\partial^2 f}{\partial J_r \partial J_s} \langle \Delta J_r \Delta J_s \rangle_t \Delta t \right) + \frac{1}{2} \sum_{r,s} \left( \frac{\partial f}{\partial J_r} \frac{\partial}{\partial J_s} \langle \Delta J_r \Delta J_s \rangle_t \Delta t \right) \\
 &\quad + \frac{1}{2} \sum_{r,s} \left( f \frac{\partial^2}{\partial J_r \partial J_s} \langle \Delta J_r \Delta J_s \rangle_t \Delta t \right) + \frac{1}{2} \sum_{r,s} \left( \frac{\partial f}{\partial J_s} \frac{\partial}{\partial J_r} \langle \Delta J_r \Delta J_s \rangle_t \Delta t \right) \\
 &\quad (\because (2.34)) \\
 &= \frac{1}{2} \sum_{r,s} \frac{\partial^2}{\partial J_r \partial J_s} (\langle \Delta J_r \Delta J_s \rangle_t \Delta t f) \quad (2.40)
 \end{aligned}$$

となり、(2.31) は

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_c \Delta t &= f(\boldsymbol{\varphi}, \mathbf{J}, t + \Delta t) - f(\boldsymbol{\varphi}, \mathbf{J}, t) \\ &= -\nabla_v \cdot (\langle \Delta \mathbf{J} \rangle_t f) \Delta t + \frac{1}{2} \sum_{r,s} \frac{\partial^2}{\partial J_r \partial J_s} (\langle \Delta J_r \Delta J_s \rangle_t f) \Delta t \end{aligned} \quad (2.41)$$

となるので

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_c = -\nabla_v \cdot (\langle \Delta \mathbf{J} \rangle_t f) + \frac{1}{2} \sum_{r,s} \frac{\partial^2}{\partial J_r \partial J_s} (\langle \Delta J_r \Delta J_s \rangle_t f) \quad (2.42)$$

を得る。この項を Fokker-Planck の衝突項という。また、 $\langle \Delta \mathbf{J} \rangle_t$ 、 $\langle \Delta J_r \Delta J_s \rangle_t$  を Fokker-Planck 係数という。更に、

$$D_{ij} \equiv \frac{1}{2} \langle \Delta J_i \Delta J_j \rangle_t \quad (2.43)$$

$$\Gamma_i \equiv \langle \Delta J_i \rangle_t - \frac{1}{2} \sum_j \frac{\partial}{\partial J_j} \langle \Delta J_i \Delta J_j \rangle_t \quad (2.44)$$

と置くと (2.42) は

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_c = -\sum_i \frac{\partial}{\partial J_i} (\Gamma_i f) + \sum_{ij} \frac{\partial}{\partial J_i} \left( D_{ij} \frac{\partial f}{\partial J_j} \right) \quad (2.45)$$

と書くことができる。ここで  $D_{ij}$  は拡散テンソル、 $\Gamma_i$  は動粘性係数である。上式を (2.29) に代入すると

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \sum_i \frac{d\varphi_i}{dt} \frac{\partial f}{\partial \varphi_i} + \sum_i \frac{dJ_i}{dt} \frac{\partial f}{\partial J_i} = -\sum_i \frac{\partial}{\partial J_i} (\Gamma_i f) + \sum_{ij} \frac{\partial}{\partial J_i} \left( D_{ij} \frac{\partial f}{\partial J_j} \right) \quad (2.46)$$

を得る。これを Fokker-Planck 方程式と呼ぶ。

## 2.6 微分フラックス

あるピッチ角  $\alpha$  を持つ、単位エネルギー  $E$ 、単位立体角  $\Omega$  当たりの粒子フラックス  $j_\alpha(E, \mathbf{x})$  と位相空間密度  $f(p_\parallel, p_\perp, \mathbf{x})$  の関係は

$$j_\alpha(E, \mathbf{x}) dE d\Omega = f(p_\parallel, p_\perp, \mathbf{x}) \frac{p}{m} p^2 dp d\Omega \quad (2.47)$$

で与えられる (Schultz and Lanzerotti, 1974)。粒子の全エネルギー  $mc^2 = E + m_0c^2$  より

$$(E + m_0c^2)^2 = p^2c^2 + m_0^2c^4 = p_\parallel^2c^2 + p_\perp^2c^2 + m_0^2c^4 \quad (2.48)$$

従って、 $m dE = p dp$  であるから

$$j_\alpha(E, \mathbf{x}) = p^2 f(p_\parallel, p_\perp, \mathbf{x}) \quad (2.49)$$

を得る。

## 第3章 衛星「つばさ」(MDS-1)

本研究では衛星「つばさ」(MDS-1)に搭載された宇宙環境計測装置(SEDA)と重イオン観測装置(HIT)によって観測された放射線粒子のデータを用いた。この章ではMDS-1の概要を紹介する。

### 3.1 衛星概要

衛星つばさ(MDS-1:Mission Demonstration test Satellite-1)は宇宙航空研究開発機構(JAXA:Japan Aerospace Exploration Agency)によって2002年2月4日にH-IIA ロケット試験機2号機により種子島宇宙センターから打ち上げられた。MDS-1は近地点高度約500 km、遠地点高度約35000 km、軌道傾斜角約28.5°の静止トランスファー軌道を周期約10時間35分で周回した(表1)。MDS-1には宇宙環境計測装置(SEDA:Space Environment Data Acquisition equipment)が搭載され、宇宙放射線環境の計測を行った。SEDAは、放射線量吸収線量モニタ(SDOM:Standard DOse Monitor)、重イオン観測装置(HIT:Heavy Ion Telescope)、積算吸収線量計(DOS:Dosimeter)及び磁力計(MAM:MAgnetoMeter)の各コンポーネントからなる。また、この期間は太陽活動の極大期にあたる。

近地点高度	約 500 km	軌道傾斜角	約 28.5°	スピンレート	約 5.0 rpm
遠地点高度	約 35000 km	周期	約 10 h 35 m		

表 1: MDS-1 主要諸元

### 3.2 放射線吸収線量モニタ(SDOM)

放射線吸収線量モニタ(SDOM:Standard DOse Monitor)は質量の小さい電子、陽子、粒子のエネルギースペクトルを計測した。計測したエネルギー範囲は電子0.40-50 MeV(5チャンネル)、陽子0.91-250 MeV(12チャンネル)、粒子6.51-270 MeV(4チャンネル)であり(表2)、計測間隔は2 sec / 8 secである。

	電子		陽子		粒子
1	0.40 – 0.91 MeV	1	0.91 – 1.14 MeV	1	6.51 – 11.91 MeV
2	0.90 – 2.00 MeV	2	1.08 – 1.50 MeV	2	12.90 – 23.88 MeV
3	1.65 – 4.98 MeV	3	1.46 – 2.01 MeV	3	26.54 – 43.31 MeV
4	6.13 – 10.87 MeV	4	1.96 – 2.70 MeV	4	65.13 – 137.18 MeV
5	9.96 – > 20 MeV	5	2.66 – 3.74 MeV	5	—
6	—	6	3.73 – 5.38 MeV	6	—
7	—	7	5.73 – 7.98 MeV	7	—
8	—	8	6.59 – 15.22 MeV	8	—
9	—	9	10.57 – 26.44 MeV	9	—
10	—	10	21.82 – 43.51 MeV	10	—
11	—	11	39.22 – 78.94 MeV	11	—
12	—	12	94.27 – 212.04 MeV	12	—

表 2: 計測粒子の各チャンネルのエネルギー範囲

### 3.3 重イオン観測装置 (HIT)

重イオン観測装置 (HIT:Heavy Ion Telescope) は質量の大きい、ヘリウムから鉄までの重イオンの核種、エネルギー及び入射方向を計測した。計測エネルギー範囲は 24-155 MeV である。

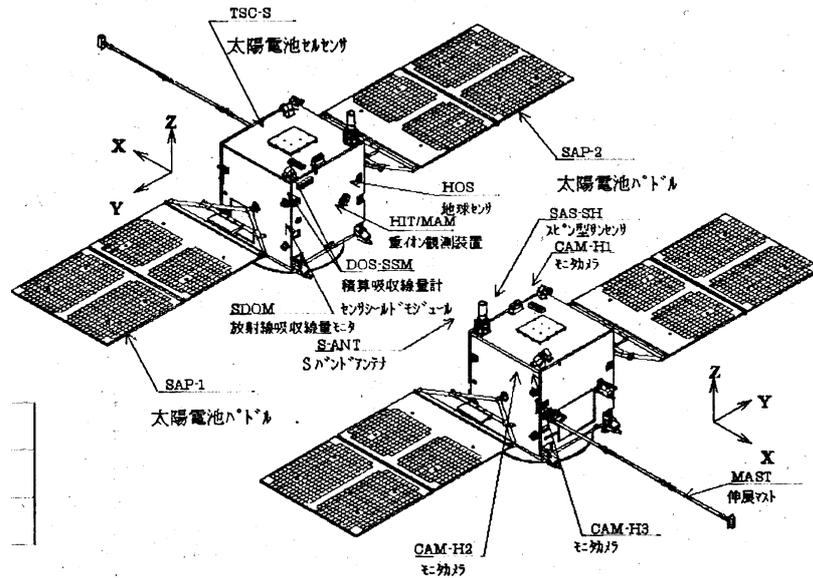


図 6: 「つばさ」外観 (出典: 実験成果報告書)。

## 第4章 衛星「つばさ」観測

### 4.1 データセット

本研究で用いたデータは、2002年2月27日00:00:00から2003年9月24日12:11:01の期間に電子1-2チャンネル、陽子1-12チャンネル、粒子1-4チャンネルで計測されたもので、計測間隔は8 [sec]である。また重イオンフラックスのデータについても計測間隔は8 [sec]である。

### 4.2 空間構造

まず、電子、陽子、粒子、その他の重イオンに関する放射線帯全体の平均的な構造を改めて確認するために、各粒子の計測エネルギー範囲毎に粒子フラックスの空間分布を調べた。粒子フラックス分布は磁気経度方向に一様であると仮定し、各チャンネル毎の粒子フラックスの全期間のデータを磁気緯度 $1^\circ$  - 高度500km毎のビンにわけて足し合わせ、足し合わせた総数で割った平均値をプロットした。

図7は電子に関する平均構造である。電子フラックスの分布はおよそ $L=1.1-2.2$ に内帯、 $L=3.0-7.0$ に外帯があり、およそ $L=2.2-3.0$ の範囲で電子フラックスが急激に減少しているスロット領域を見ることができ、既によく知られているように二重構造をしていることがわかる。また、エネルギーの高いものに比べ、低いものの方が電子フラックスが大きいことが確認できる。

図8、図9は陽子に関する平均構造である。エネルギーが0.91 - 5.38 MeVまでの陽子フラックスの分布はおよそ $L=2.5-3.0$ のあたりにピークを持ち、外側は $L=3.0-4.0$ 以上に渡って分布していることがわかる。5.38 MeVよりも大きいエネルギーの陽子フラックスについては $L=1.5-2.0$ のあたりにピークを持っている。ピークの位置は高エネルギーのものほど地球に近い場所に存在し、フラックスの値は小さくなっていく。陽子放射線帯は電子のような二重の構造は持っていない。また、エネルギーが0.91 - 1.14 MeVと1.08 - 1.50 MeVの図には $L=2$ のあたりに二つ目のピークが現れて見えるが、これは計測器の特性によるものである可能性がある。

図10は粒子に関する平均構造である。 $L=2.0-2.5$ にピークを持ち、エネルギーの低いもの(8.51 - 11.91 MeV)では $L=3.5$ 以上に渡り分布している。粒子は陽子と同様エネルギーの高いものほど地球に近いところにフラックスのピーク

を持ち、やはりその値は小さくなっている。

図 11 は重イオンに関する平均構造である。重イオンは  $L = 2.5$  の辺りにフラックスのピークを持っている。また、その大きさは電子、陽子、粒子に比べて非常に小さいことがわかる。

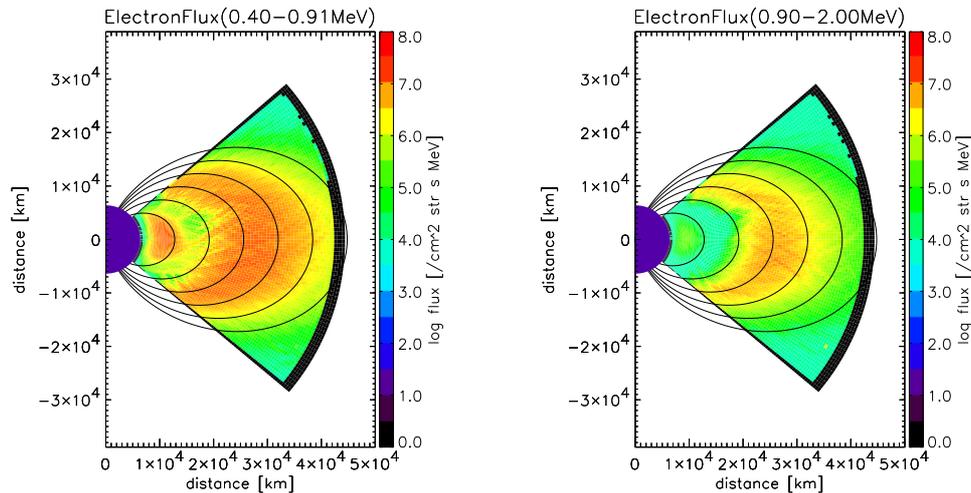


図 7: 電子フラックス分布。「つばさ」による 2002 年 2 月から 2003 年 9 月までの平均値。実線は  $L = 2$  から  $L = 7$  までの双極子磁場の磁力線を表し、(0,0) を中心とした紺色の半円は地球を表している。

地球磁場は正確には完全な双極子ではないため、そのずれによって西経 40 度南緯 30 度の辺りを中心とした南太平洋上空は磁場が弱く、他の地域に比べて放射線帯が低高度にまで広がることが知られている。この地域を南大西洋異常地域 (SAA: South Atlantic Anomaly) と呼ぶ (図 12)。「つばさ」の低高度の観測からこの様子を確認することができた。

平均構造を調べたときと同様に、全観測期間のデータを緯度  $1^\circ$  - 経度  $1^\circ$  - 高度 2000 km のビンにわけて足し合わせ、足し合わせた総数で割った平均値を求めプロットした。図 13 は高度 500 km - 2500 km(上) と高度 2500 km - 4500 km(下) の電子 (0.40 - 0.91 MeV) の緯度 - 経度分布である。経度  $320^\circ$  - 緯度  $-30^\circ$  の辺りの電子フラックスが大きくなっていることがわかる。分布の全体の傾向として  $\sim$  型になっているのは、磁気軸は地軸から  $11.7^\circ$  傾いていることによる。また、電子以外の粒子についても同様である。

### 4.3 放射線帯粒子フラックスの変動

放射線帯粒子フラックスの変動の様子を調べるため、1 軌道毎の粒子フラックスを全データ期間に渡りプロットした。

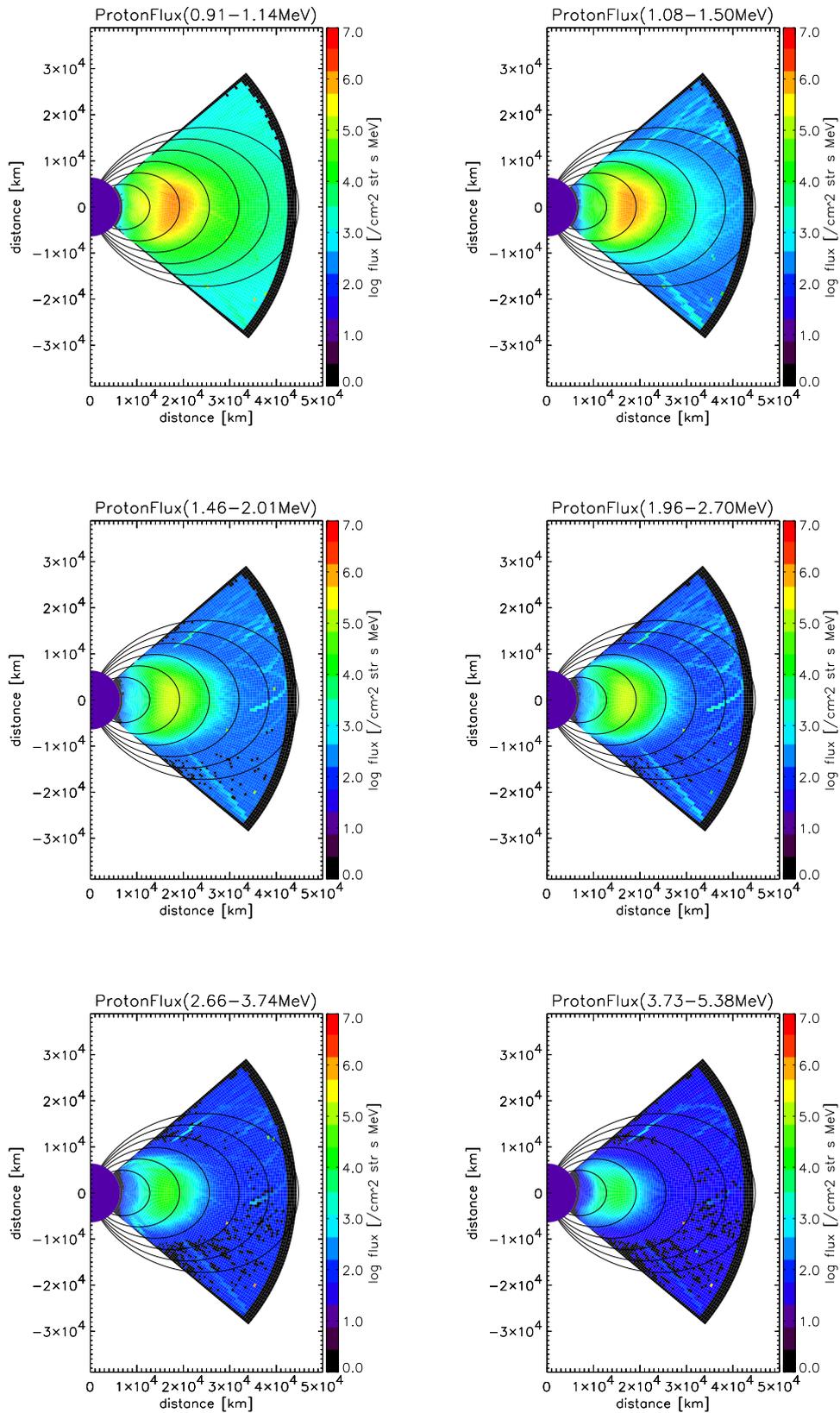


図 8: 図 7 と同じ。ただし、陽子フラックス分布 (チャンネル 1 - 6)。

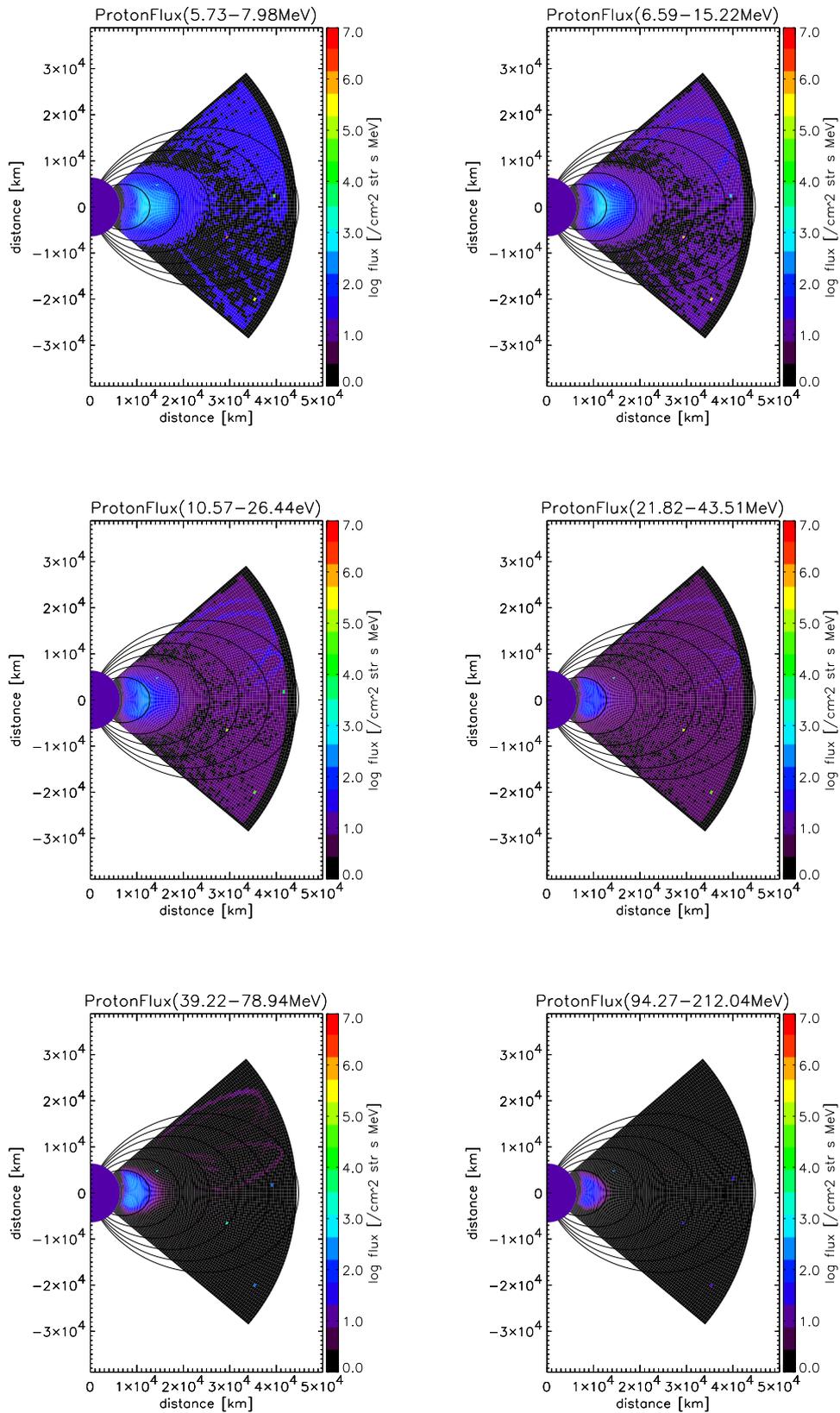


図 9: 図 7 と同じ。ただし、陽子フラックス分布 (チャンネル 7 - 12)。

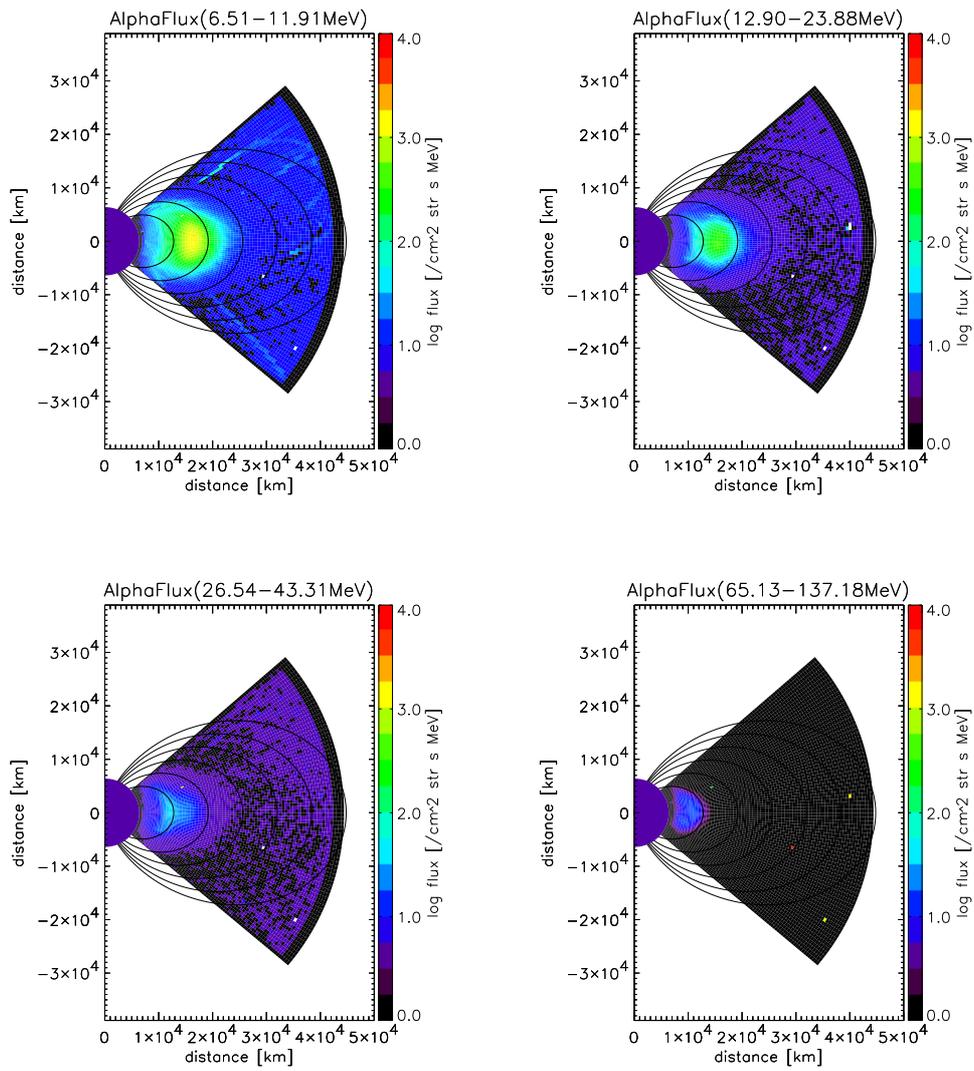


図 10: 図 7 と同じ。ただし、 粒子フラックス分布 (チャンネル 1 - 4)。

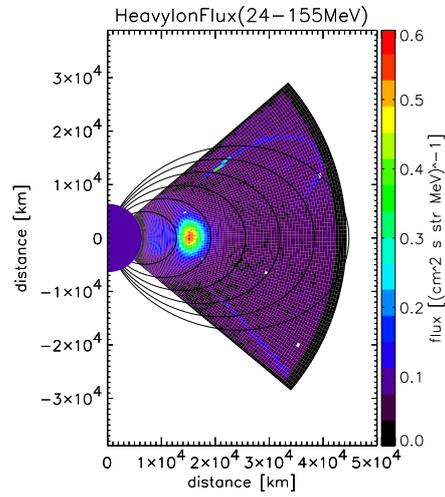


図 11: 図 7 と同じ。ただし、重イオンフラックス分布。

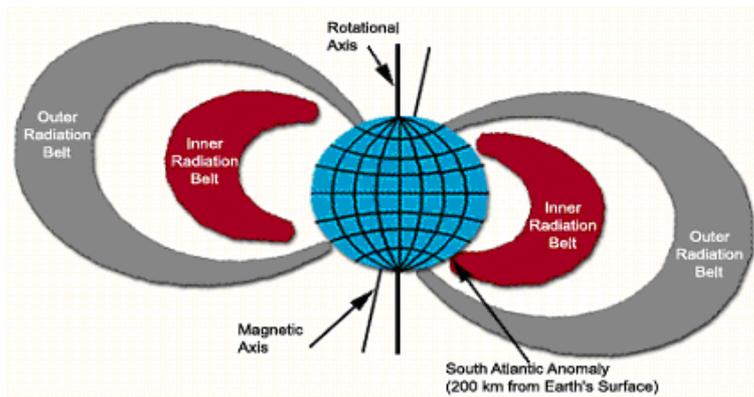


図 12: 南大西洋異常地域。

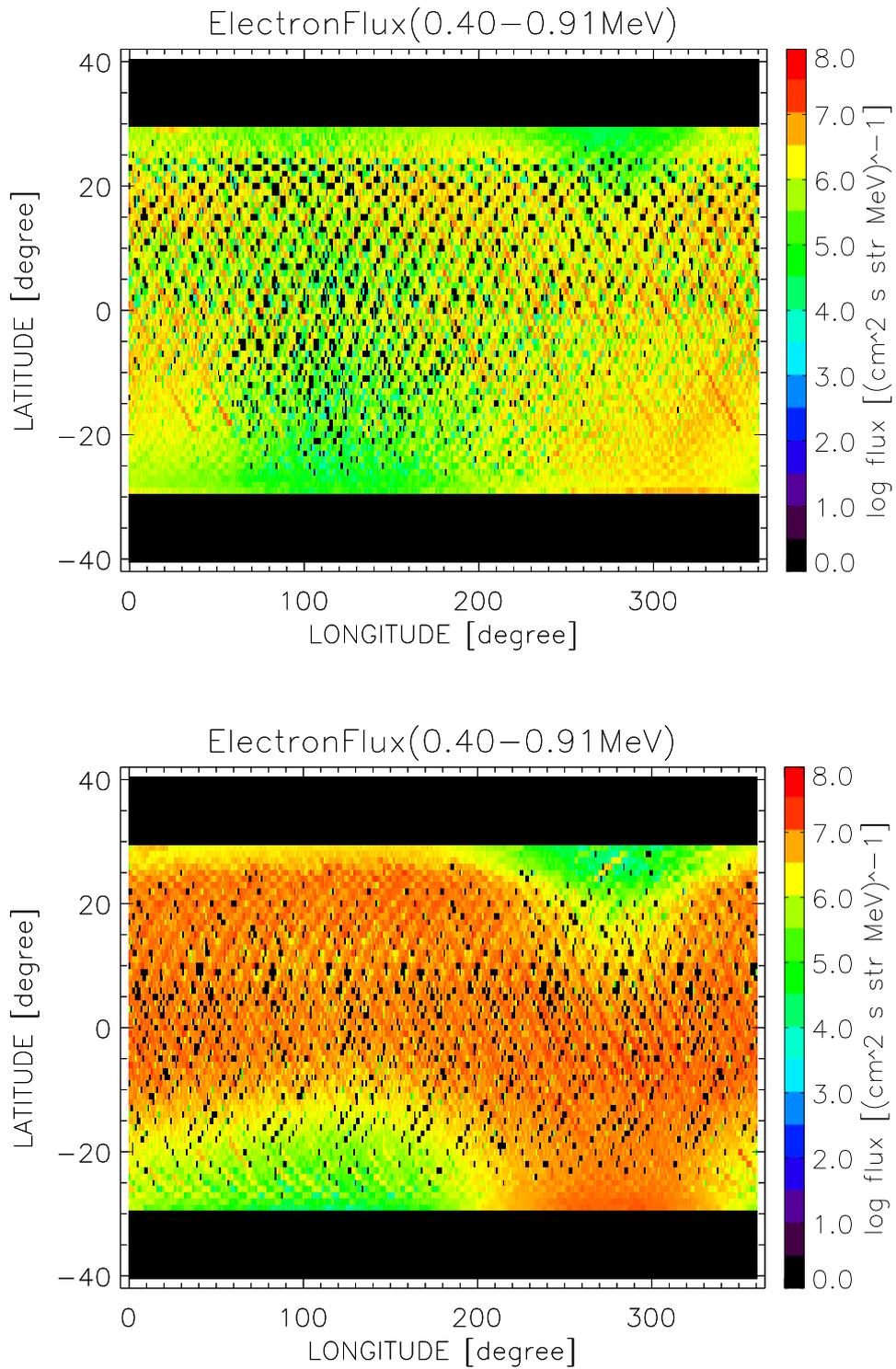


図 13: 高度 500 km - 2500 km(上) と高度 2500 km - 4500 km(下) の電子フラックスの緯度 - 経度分布。

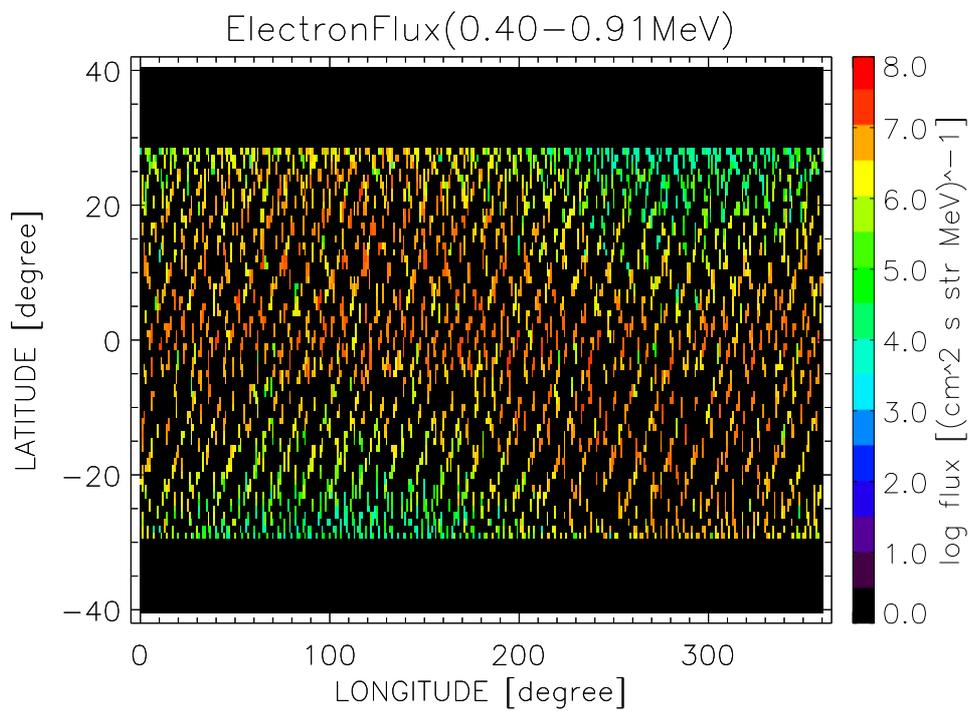
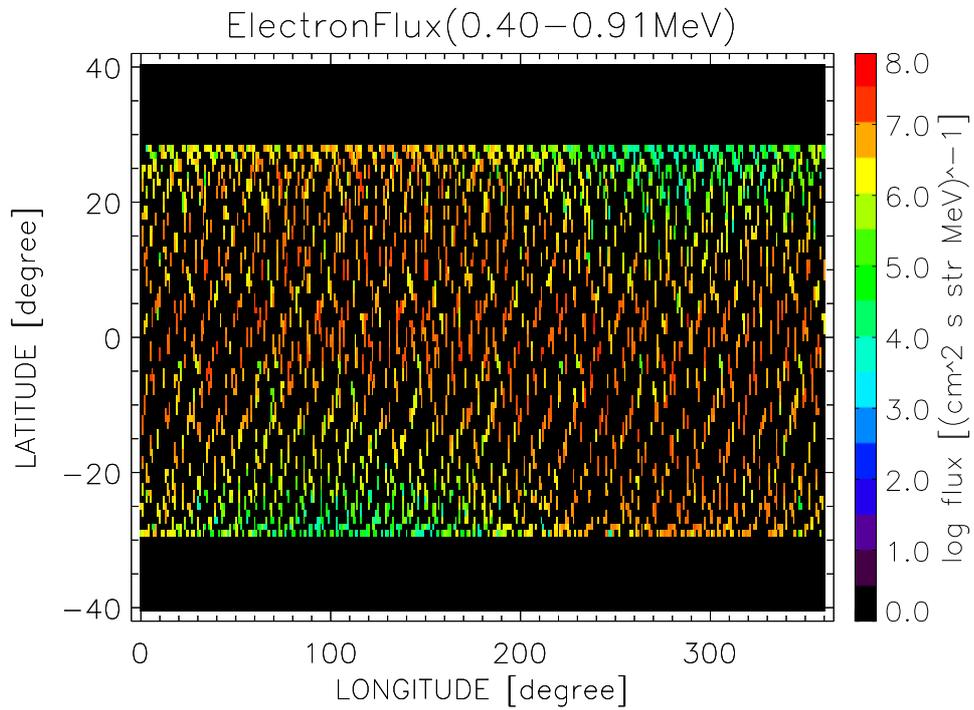


図 14: 高度 22500 km - 24500 km(上) と高度 24500 km - 26500 km(下) の電子フラックスの緯度 - 経度分布。

図 15 はエネルギー 0.40 - 0.91 MeV とエネルギー 0.90 - 2.00 MeV の電子フラックスの変動の様子を示したものである。L = 3 - 7 にかけての外帯が非常に激しく変動している様子が見られる。外帯に比べ内帯は比較的電子のフラックス変動が少なく、安定に存在していることもわかる。また、エネルギーの低い方ではスロット領域を埋めるように電子フラックスが流入している様子も見られる。エネルギーの高い方の電子フラックスの値は低エネルギーのものに比べ低くなっており、スロット領域を埋めるような現象も見られない。

図 16 から図 21 は陽子フラックスの変動の様子を示したものである。エネルギーの低いもの (~2.70 MeV) に関しては外縁部でフラックスの増減が見られるが中心領域は安定に存在しており、電子に比べ変動はあまり大きくないことがわかる。エネルギーの高いもの (2.66 MeV~) についてはほとんど変動は見られない。

図 22、図 23 は 粒子フラックスの変動の様子を示したものである。粒子も陽子と同様あまり激しく変動しておらず、かなり安定に存在している。

図 24 は重イオンフラックスの変動の様子を示したものである。重イオンフラックスはその値が非常に小さい。電子のような激しい変動は見られない。

次に、放射線帯粒子フラックスの変動と磁気嵐との関係をもっと詳細に見るために、2002 年 4 月の一ヶ月間について調べる。図 25 は 2002 年 4 月の電子放射線帯 (0.40 - 0.91 MeV) の様子を示している。月の初めから Orbit 165 の辺りまでの地磁気が比較的静穏な期間に、外帯の内側境界が徐々に外側へ向かっていき、スロット領域が広がっていく様子が見られる。その後、磁気嵐が起こり、磁気嵐主相では、過去の研究で知られるように、急激な電子フラックスの減少が確認できる。また、回復相では磁気嵐前の値を越えて電子フラックスが増加しているのがわかる。更に、Orbit 170 前後での大きな磁気嵐では大きな磁気嵐によってスロット領域を埋めるように高エネルギー粒子が侵入しているのがわかる。また内帯は比較的安定に存在している。

図 26 は図 25 と同期の陽子放射線帯 (0.91 - 1.14 MeV) の様子を示している。外縁部分の陽子フラックスは電子放射線帯外帯ほどではないが、地磁気の変化に伴って変動していることがわかる。Orbit 165 辺りでの大きな磁気嵐時に多少の陽子フラックスの減少が見られるものの中心領域は比較的安定に存在していることがわかる。

図 27 は 粒子放射線帯 (6.51 - 11.91 MeV) の様子を示している。中心領域の粒子フラックスの変化はほとんど見られないが、Orbit 165 辺りで起こった磁気嵐の回復相で外部から 粒子が流入しているような現象が見て取れる。

図 28 は重イオンフラックス (24 - 155 MeV) の様子を示している。粒子フラックスの変化はほとんど見られない。粒子と同じ期間で外部からの粒子の流入が見て取れる。

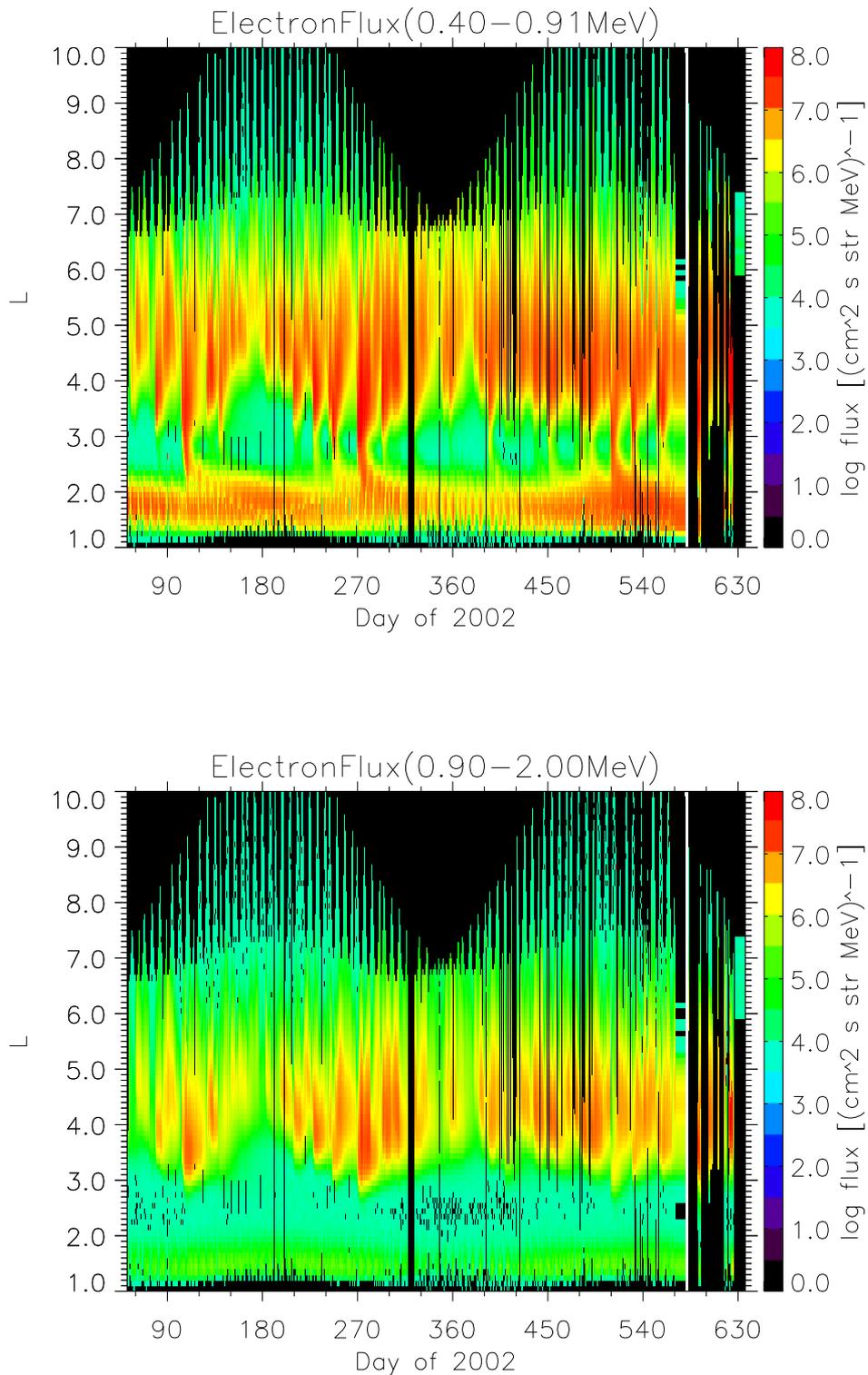


図 15: 「つばさ」観測による 2002 年 02 月から 2003 年 9 月までの電子フラックスの変動の様子 ((上) チャンネル 1、(下) チャンネル 2)。

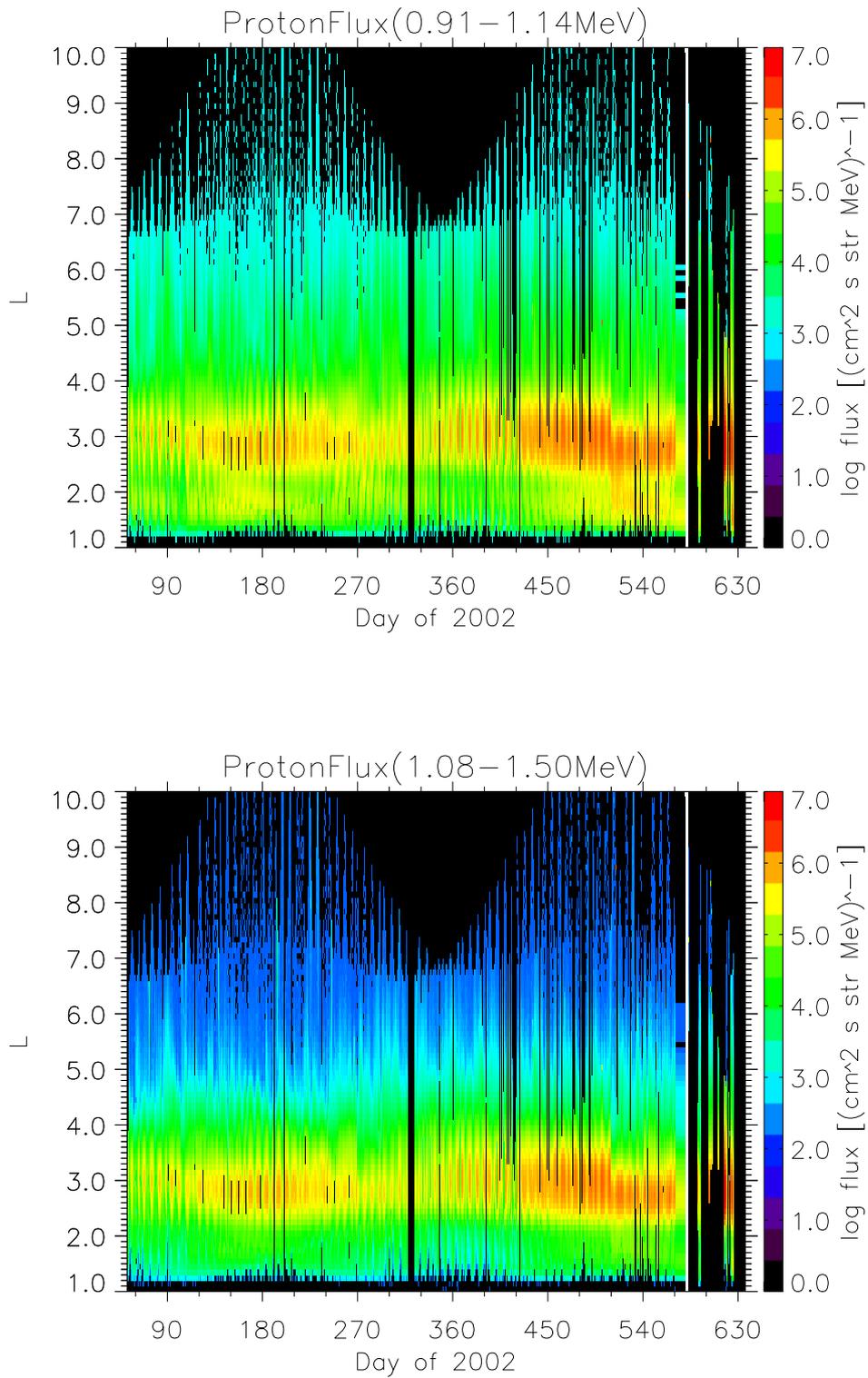


図 16: 図 15 と同じ。ただし、陽子フラックス ((上) チャンネル 1、(下) チャンネル 2)。

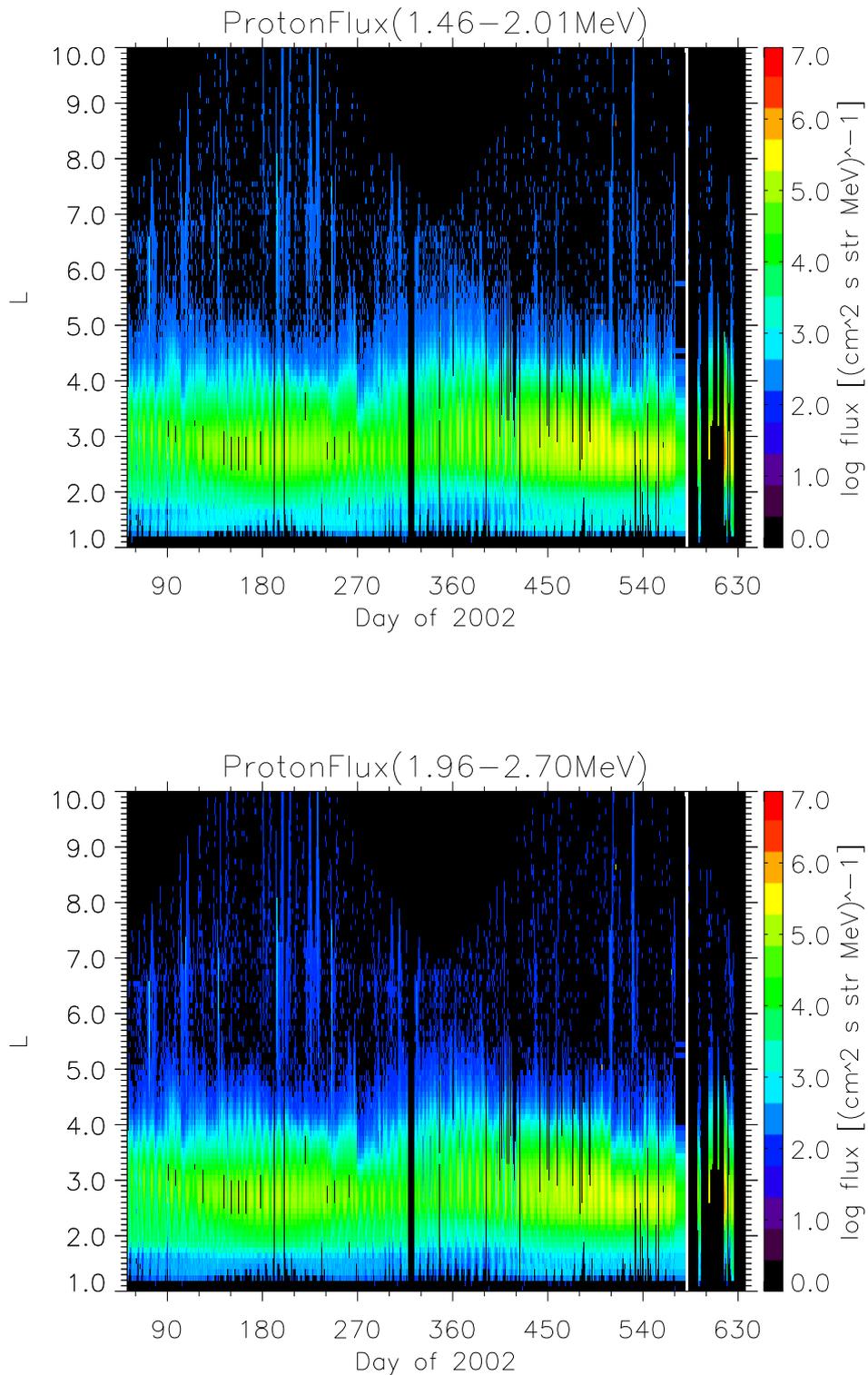


図 17: 図 15 と同じ。ただし、陽子フラックス ((上) チャンネル 3、(下) チャンネル 4)。

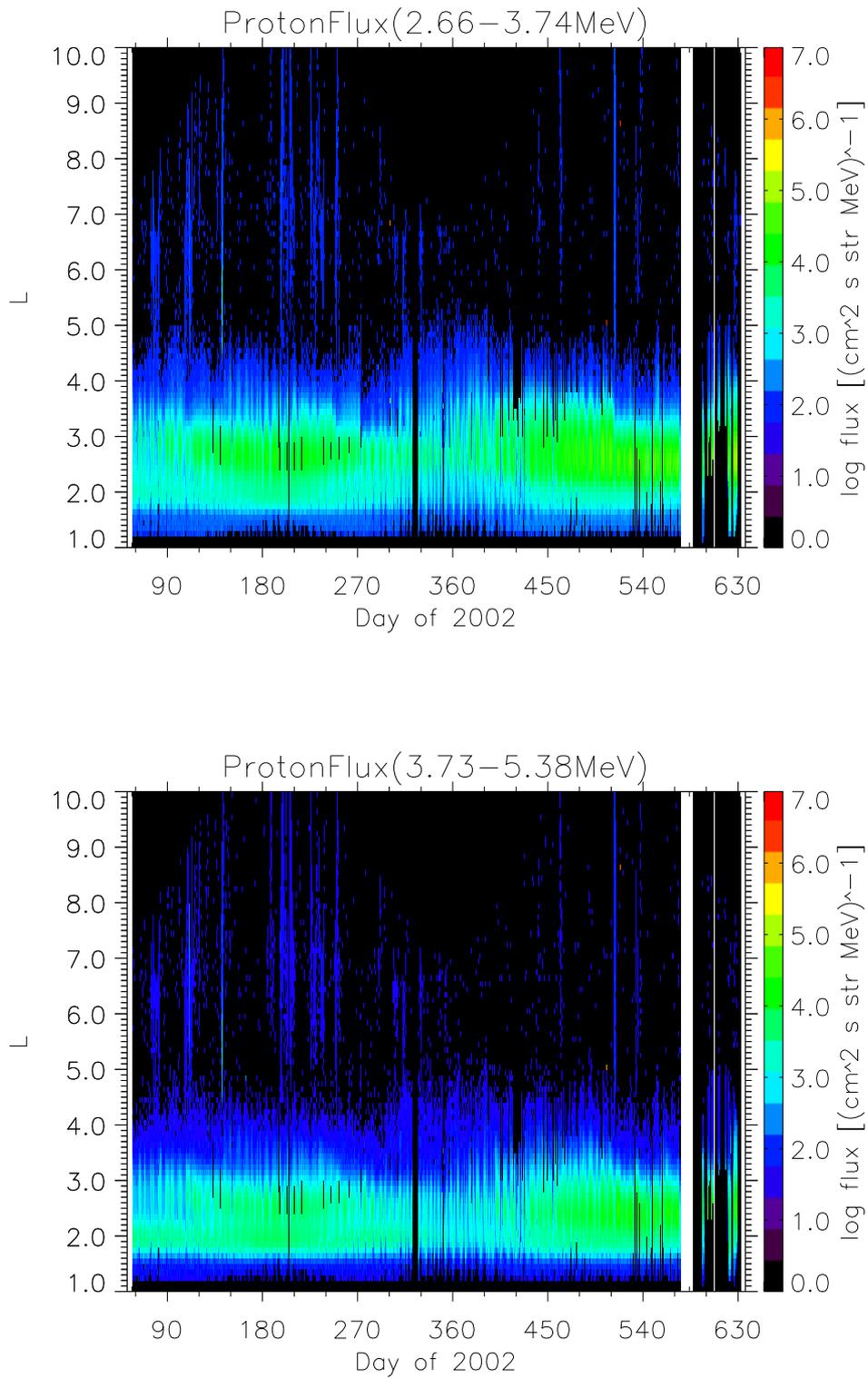


図 18: 図 15 と同じ。ただし、陽子フラックス ((上) チャンネル 5、(下) チャンネル 6)。

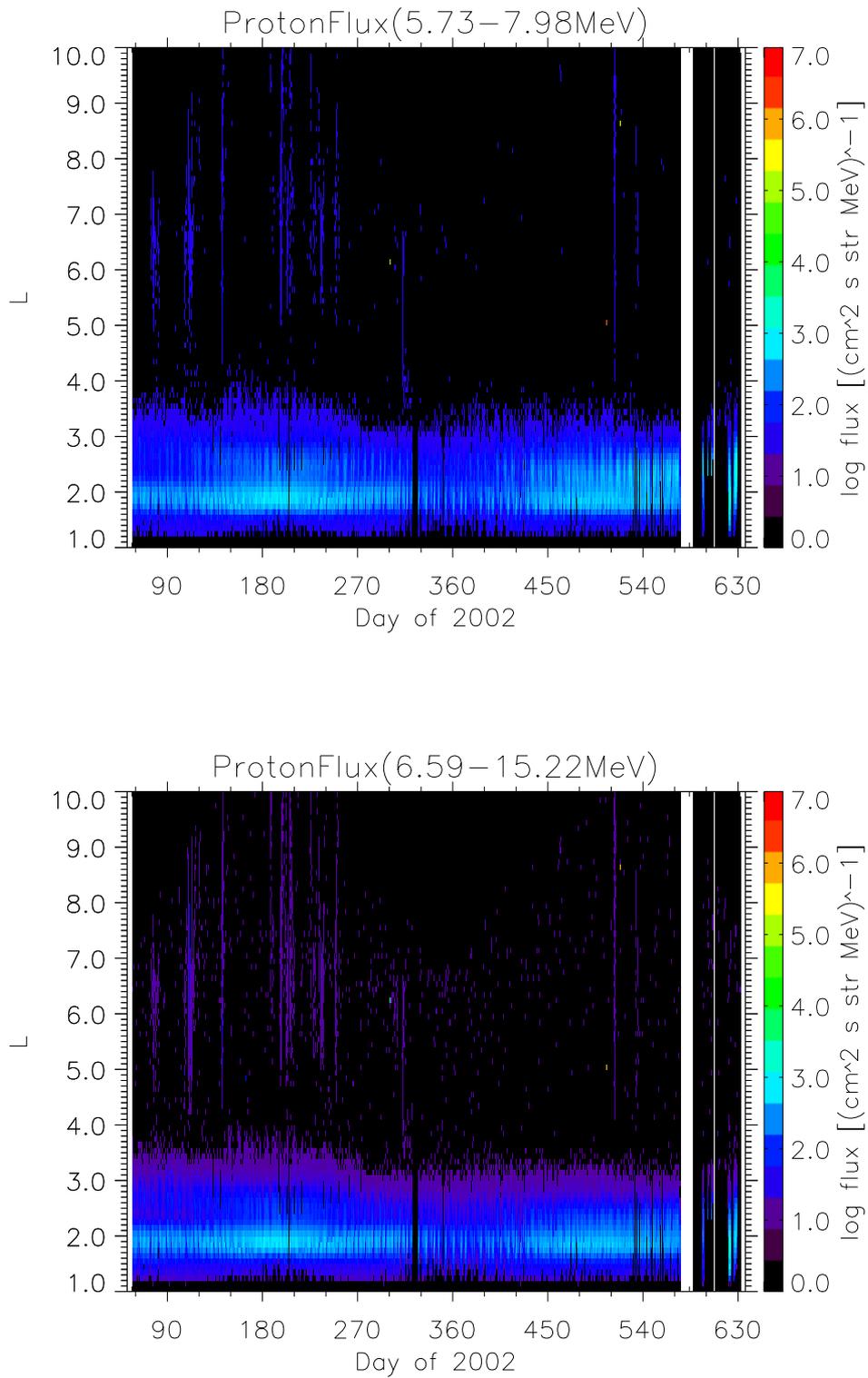


図 19: 図 15 と同じ。ただし、陽子フラックス ((上) チャンネル 7、(下) チャンネル 8)。

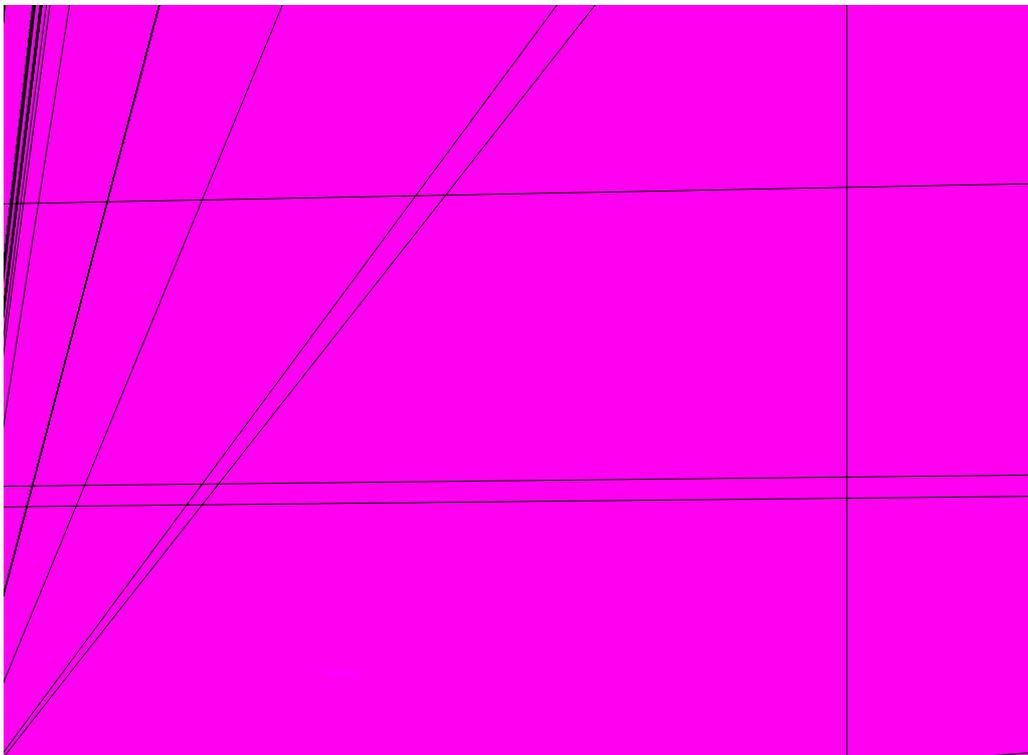
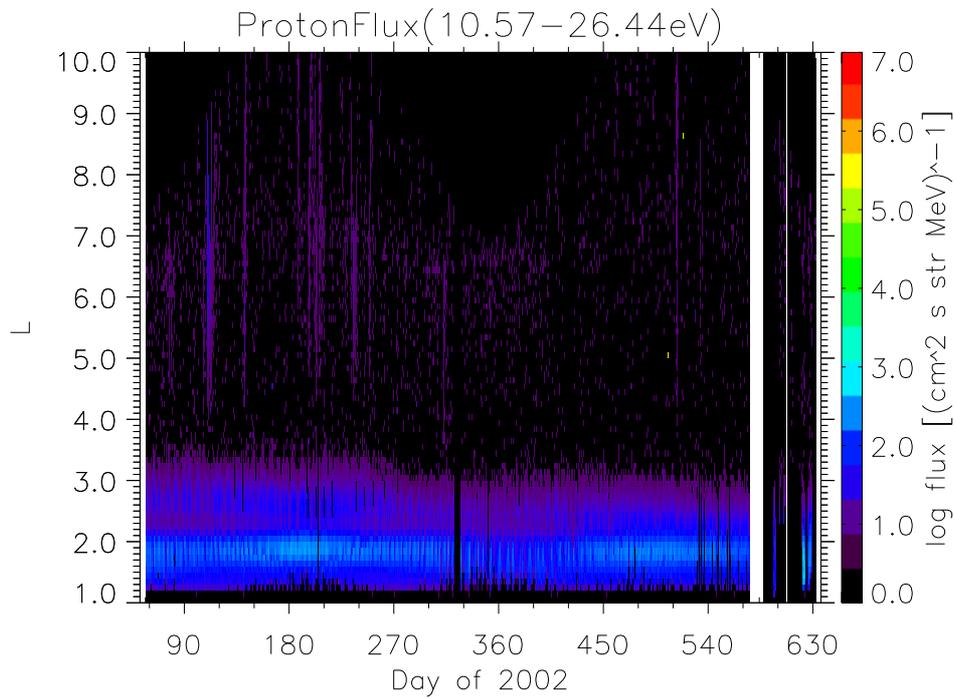


図 20: 図 15 と同じ。ただし、陽子フラックス ((上) チャンネル 9、(下) チャンネル 10)。

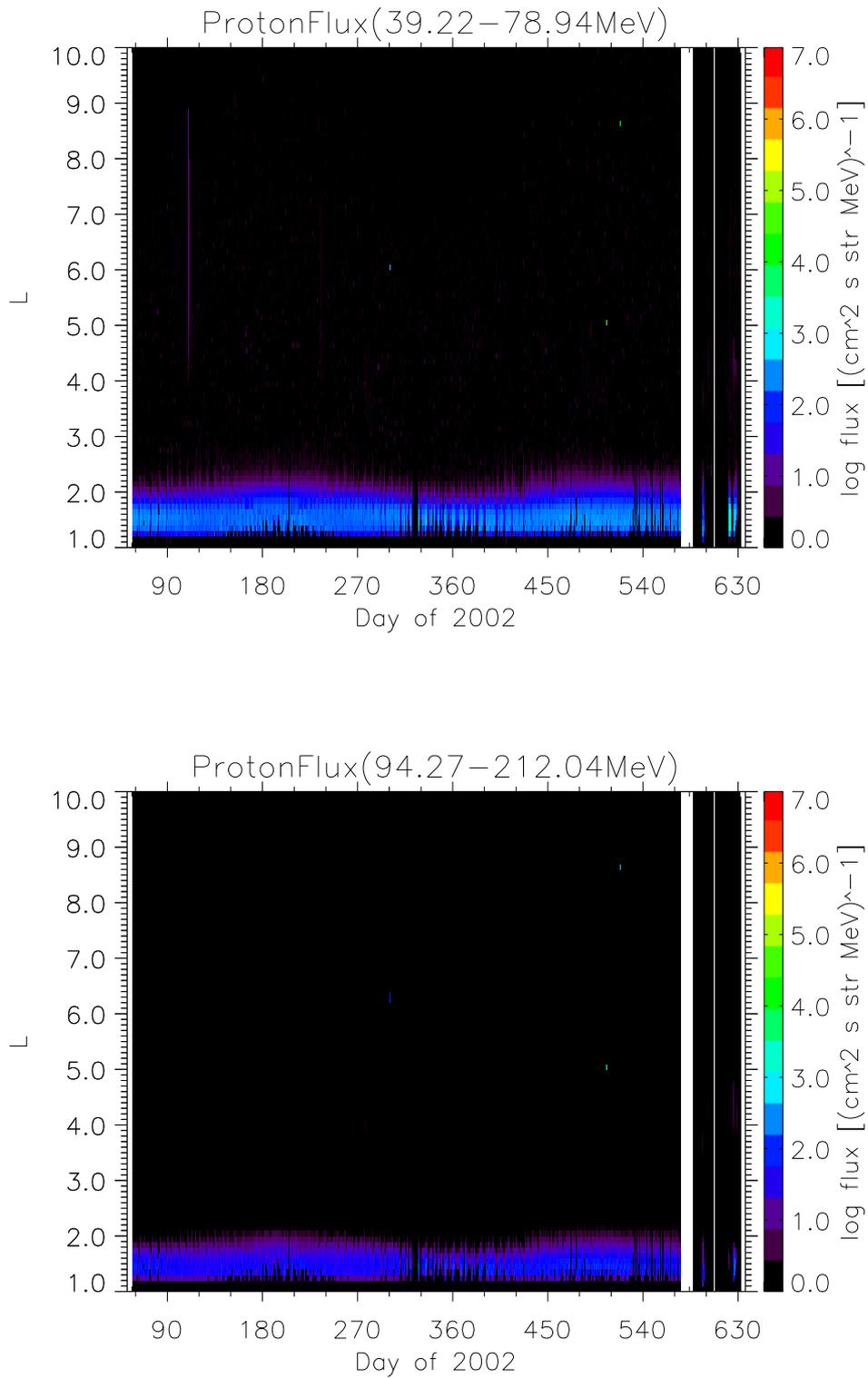


図 21: 図 15 と同じ。ただし、陽子フラックス ((上) チャンネル 11、(下) チャンネル 12)。

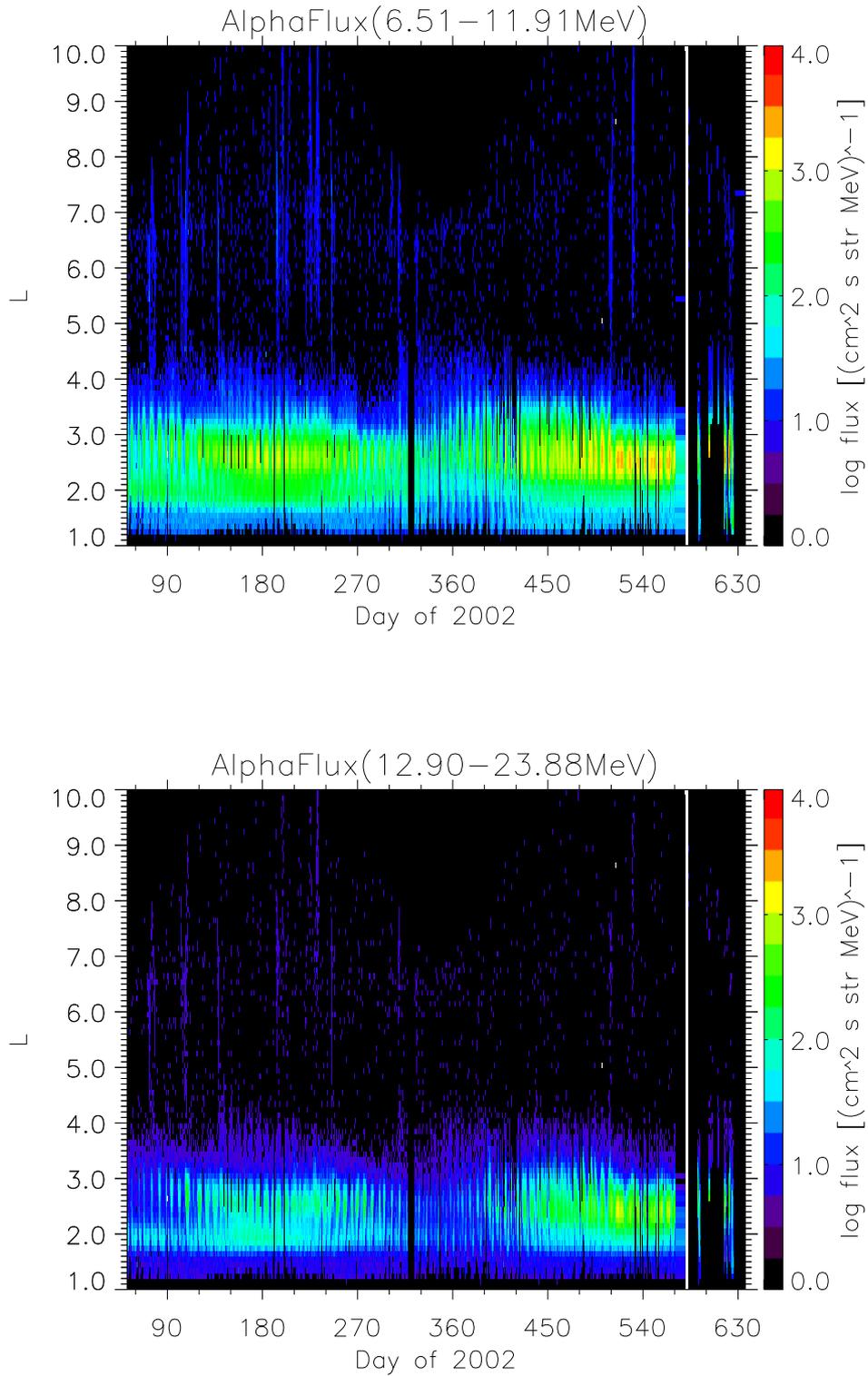


図 22: 図 15 と同じ。ただし、 粒子フラックス ((上) チャンネル 1、(下) チャンネル 2)。

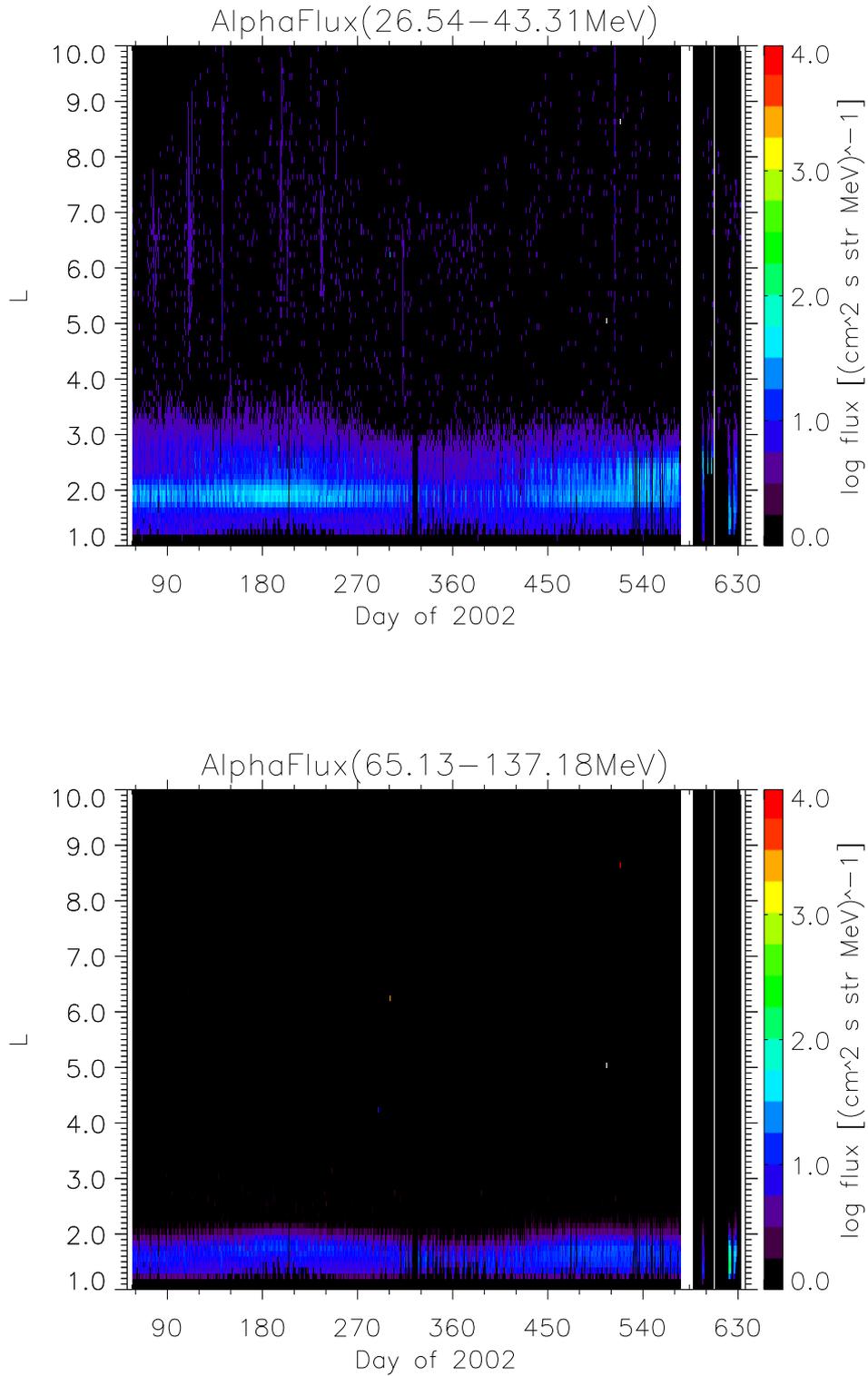


図 23: 図 15 と同じ。ただし、 粒子フラックス ((上) チャンネル 3、(下) チャンネル 4)。

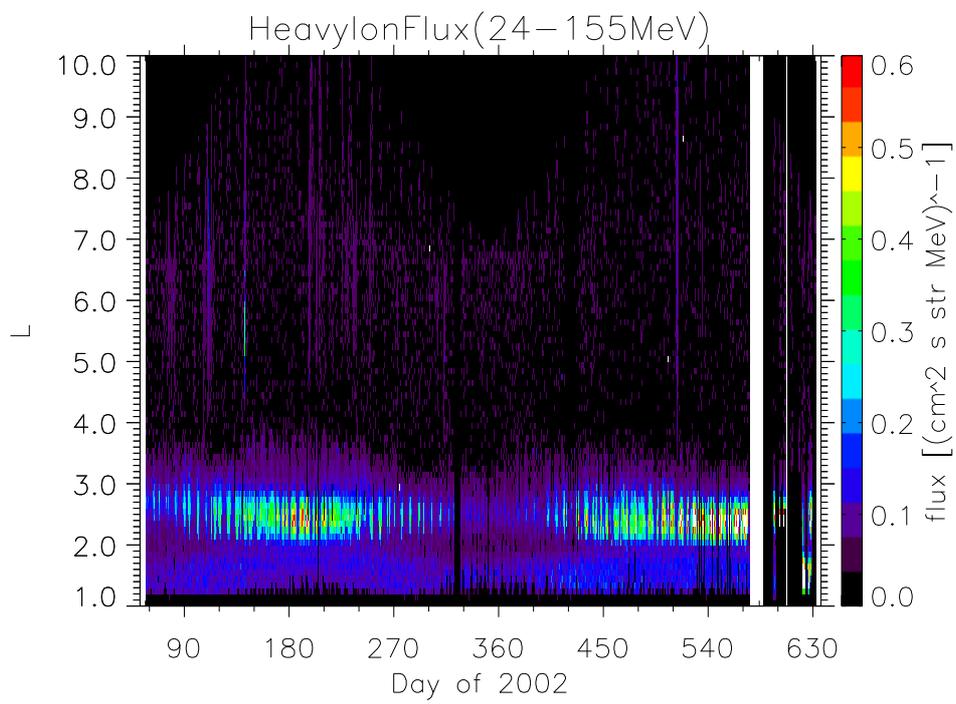


図 24: 図 15 と同じ。ただし、重イオンフラックス。

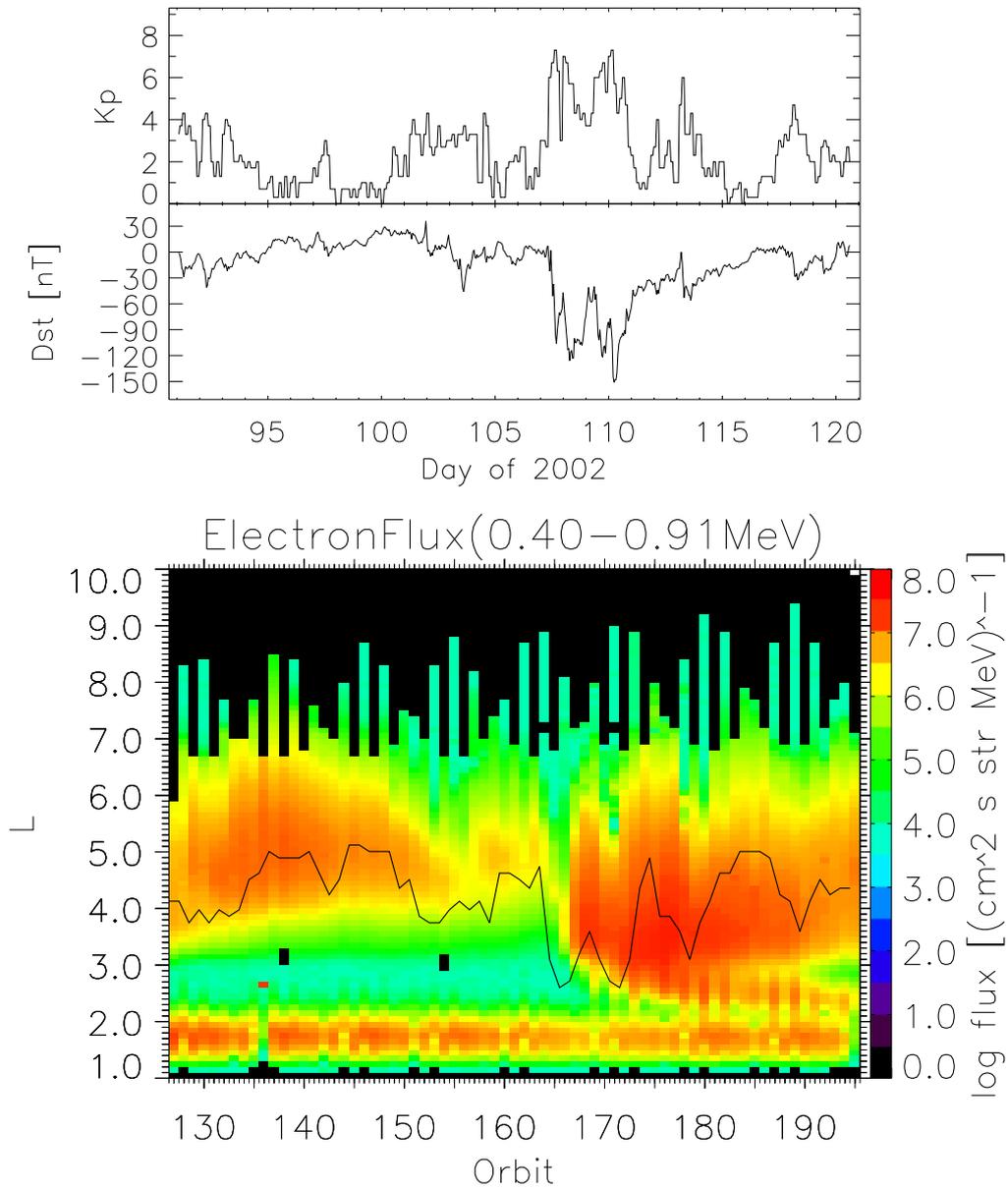


図 25: 2002 年 4 月の一ヶ月間の「つばさ」観測による電子フラックス ( $E = 0.40 - 0.91$  MeV)(最下段)。最上段は Kp、二段目は Dst、である。最下段のパネル中の実線はプラズマポーズの位置を表している。

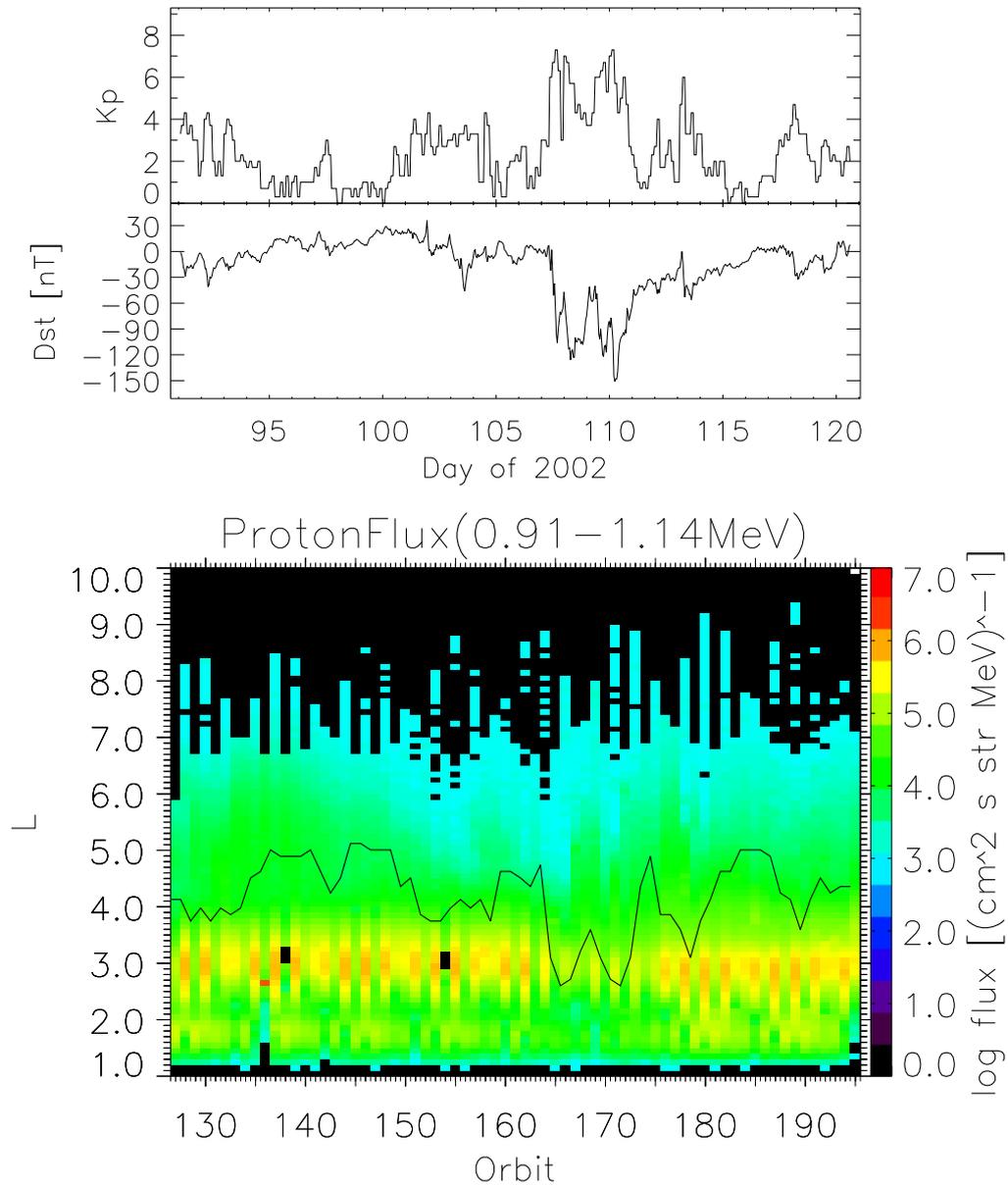


図 26: 図 25 と同じ。ただし、陽子フラックス (0.91 - 1.14 MeV)。

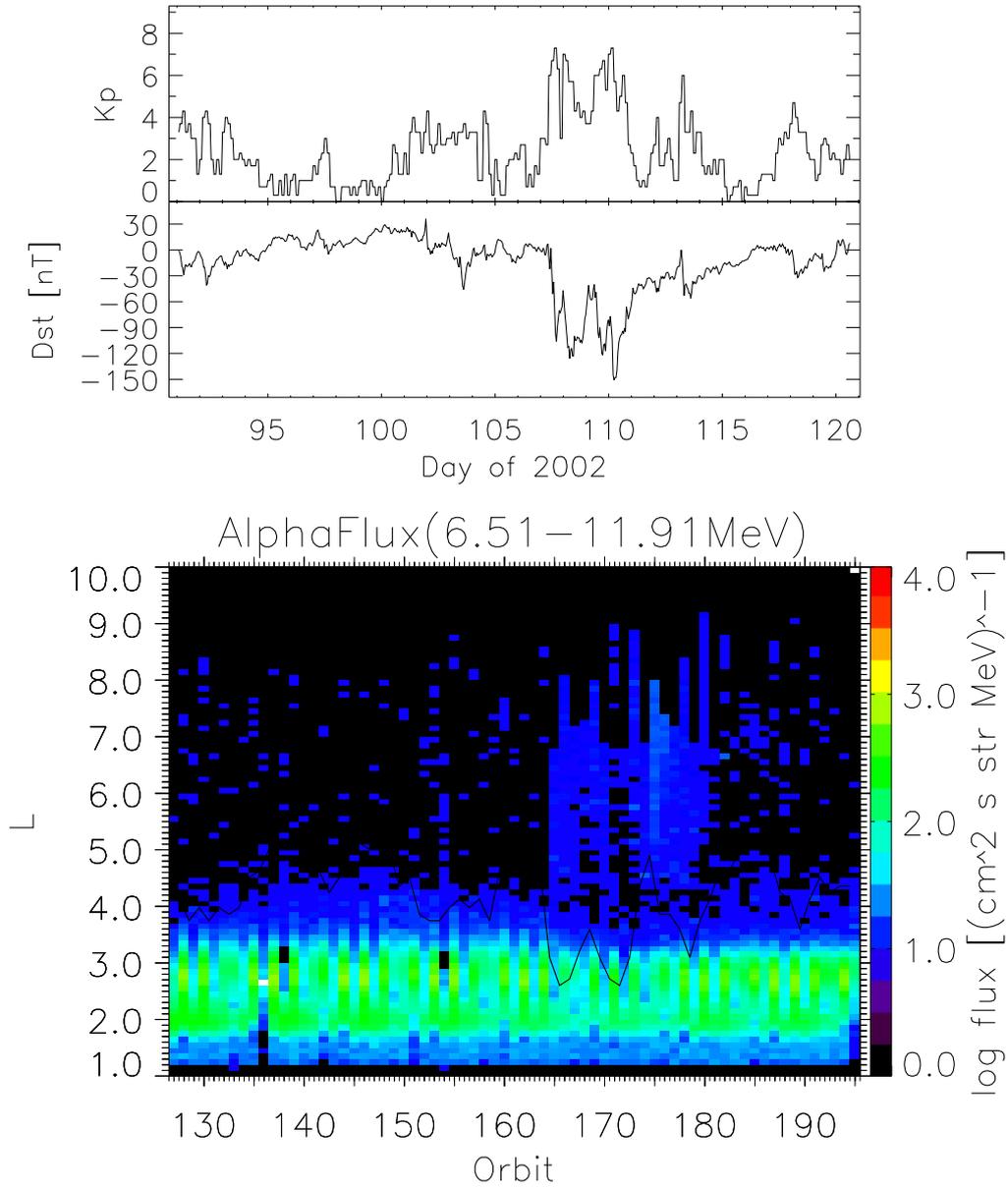


図 27: 図 25 と同じ。ただし、 粒子フラックス (6.51 - 11.91 MeV)。

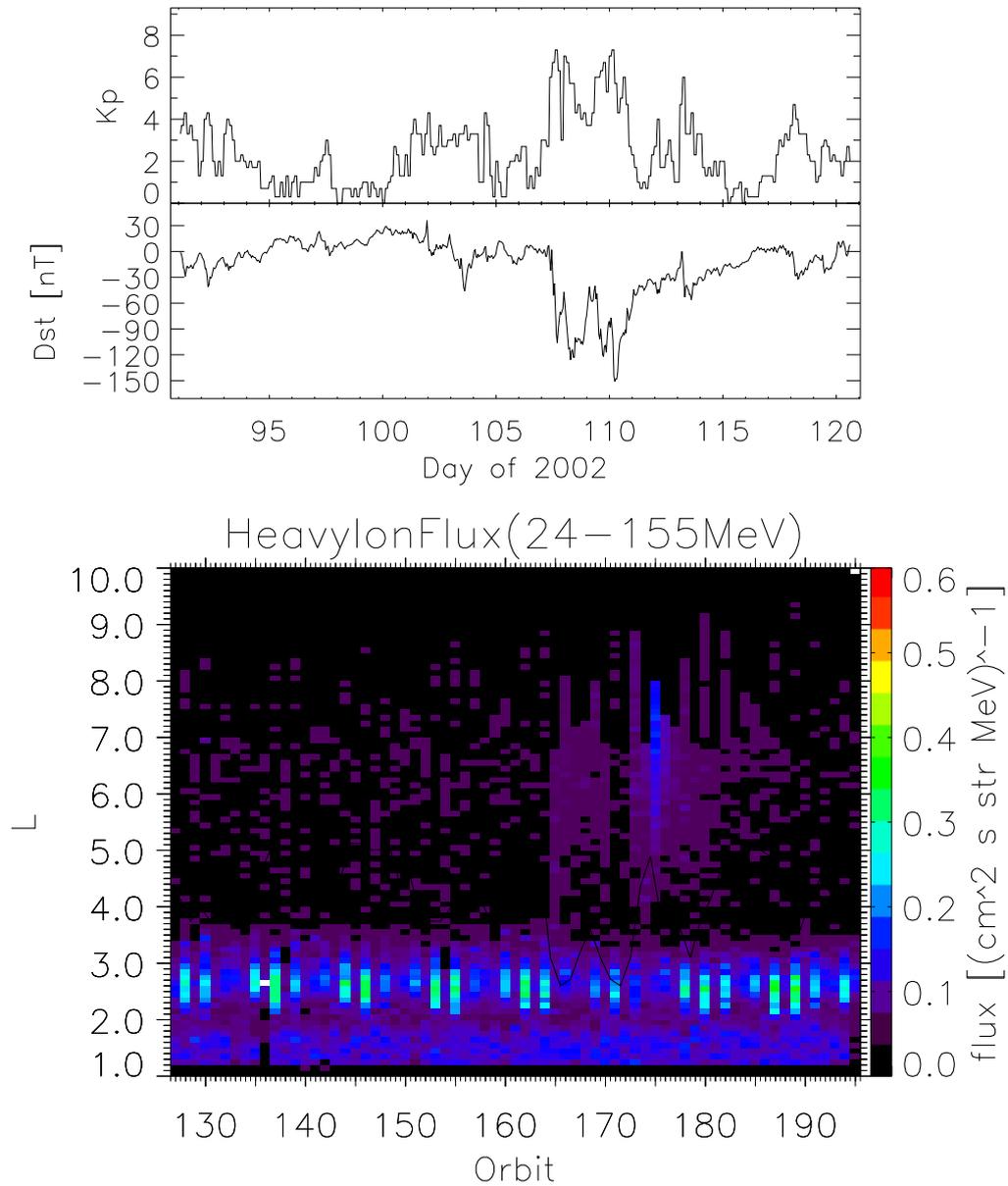


図 28: 図 25 と同じ。ただし、重イオンフラックス (24 -155 MeV)。

## 第5章 数値計算

放射線帯粒子の拡散現象は放射線帯内の電磁場の乱れによって粒子の断熱不変量が破れることで起こる。このような拡散現象を理論的に取り扱う一つの有用な方法は、粒子の位相空間上での密度分布関数に関する Fokker-Planck 方程式を解くことである。

本研究では、これまでに最もよく調べられている電子放射線帯に関する拡散係数や消滅率を用いて 1 次元 Fokker-Planck 方程式を用いた radial diffusion の数値コードを作成し、 $E = 0.65$  MeV と  $E = 1.00$  MeV(これらは、「つばさ」電子計測のチャンネル 1 と 2 のそれぞれの計測範囲の中間の値。) のエネルギーの外帯電子フラックスについて数値シミュレーションを行った。この結果と「つばさ」で得られた電子放射線帯のデータと比較し、その再現性を調べた。

### 5.1 計算方法

#### 5.1.1 基礎方程式

放射線帯粒子の運動を精確に記述するためには (2.46) を解く必要がある。しかし、これは非常に複雑であるのでいくつかの仮定をおき、簡単化する。

まず、角変数 ( $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3$ ) の区別はしないものとし (Schulz and Lanzerotti, 1974)、 $f$  はこれらについて平均する。また、第一、第二断熱不変量の破れによるそれらの拡散は消滅の項に含めることにする。以上より (2.46) は

$$\frac{\partial f(M, J, \Phi, t)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial \Phi} \left( D_{\Phi\Phi} \frac{\partial f(M, J, \Phi, t)}{\partial \Phi} \right) + \text{source} - \text{loss} \quad (5.1)$$

となる。ここで、 $D_{\Phi\Phi}$  は radial diffusion に対する拡散係数である。 $(M, J, \Phi)$  を  $(M, J, L)$  に変換するとヤコビアン  $\frac{1}{L^2}$  を導入して (Schulz and Lanzerotti, 1974)

$$\frac{\partial f(M, J, L, t)}{\partial t} = L^2 \frac{\partial}{\partial L} \left( \frac{D_{LL}}{L^2} \frac{\partial f(M, J, L, t)}{\partial L} \right) - \frac{f(M, J, L, t)}{\tau_c} - \frac{f(M, J, L, t)}{\tau_{wp}} \quad (5.2)$$

を得る。ここで、 $\tau_c$  と  $\tau_{wp}$  はそれぞれ、放射線帯粒子とプラズマ圏の冷たいプラズマ ( $\sim 1$  eV) とのクーロン衝突、放射線帯粒子とホイッスラーモード波との相互作用の結果生じるピッチ角散による角乱放射線帯粒子の寿命である。本研究では source の項は考慮しない。

### 5.1.2 拡散係数

拡散は地球磁場擾乱によるものと電場の擾乱によるものの二つの効果によって生じる。全拡散係数  $D_{LL}$  は磁場の擾乱による拡散係数  $D_{LL}^M$  と電場の擾乱による拡散係数  $D_{LL}^E$  で表され

$$D_{LL} = D_{LL}^M + D_{LL}^E \quad (5.3)$$

となる。

磁場の擾乱による拡散係数は Brautigam and Albert(2000) によって見積もられた  $Kp$  と  $L$  に依存する以下の関係式を用いる。

$$D_{LL}^M = 10^{0.506Kp-9.325} L^{10} [R_E^2 \text{ day}^{-1}] \quad (5.4)$$

電場の擾乱による拡散係数は Cornwall(1968,1972) によって導かれた。

$$D_{LL}^E = \frac{1}{4} \left( \frac{E_{\text{rms}}}{B_0} \right)^2 \left\{ \frac{T}{1 + \left( \frac{\Omega_D T}{2} \right)^2} \right\} L^6 [\text{m}^2 \text{ sec}^{-1}] \quad (5.5)$$

$$\omega_d = \left( \frac{3M}{qL^2 R_E^2} \right) \left( 1 + \frac{2MB_0}{m_0 c^2 L^3} \right)^{-\frac{1}{2}} \quad (5.6)$$

ここで、 $E_{\text{rms}}$  は電場の振幅の二乗平均で、 $T$  は電場の減衰時間 ( $= 2.5 \times 10^3$  [sec])、 $\omega_d$  は粒子のドリフト角振動数、 $B_0$  は地表面での磁場の強さ ( $= 3.11 \times 10^{-5}$  [T])、 $q$  は電子の電荷である。 $E_{\text{rms}}$  は Brautigam and Alert(2000) によって見積もられた以下の式を用いる。

$$\begin{aligned} E_{\text{rms}} &= 0.26(Kp - 1) + 0.1 [\text{mV/m}] \\ &= (0.26(Kp - 1) + 0.1) \times 10^{-3} [\text{V/m}] \end{aligned} \quad (5.7)$$

### 5.1.3 消滅率

本研究では、ホイッスラーモード波による電子の寿命  $\tau_{\text{wp}}$  とクーロン衝突による電子の寿命  $\tau_c$  を次のように置く (Miyoshi, 2000; Miyoshi et al., 2003)。

$\tau_{\text{wp}}$  はピッチ角拡散係数  $D_{\alpha\alpha}$  を用いて

$$\tau_{\text{wp}} \sim \frac{1}{D_{\alpha\alpha}} \quad (5.8)$$

$$D_{\alpha\alpha} = 10^{-6} \times \left( \frac{4}{L} \right)^2 [\text{sec}^{-1}] \quad (5.9)$$

と置く。

$\tau_c$  は

$$\tau_c = 3 \times 10^8 \times \frac{E^{\frac{3}{2}}}{N_0} [\text{sec}] \quad (5.10)$$

と置く。ここで  $N_0$  はプラズマ圏内の冷たいプラズマの密度で

$$N_0 = 16400 \times \exp(-0.875L) \text{ [cm}^{-3}\text{]} \quad (5.11)$$

であるとする (Albert, 1999)。

電子の消滅はプラズマポーズの内側でのみ起こるとし、プラズマポーズの外側では電子の寿命は無限大であるとする。プラズマポーズの位置は次の関係式より決定する (Moldwin et al., 2002)。

$$L_{pp} = 5.39 - 0.382Kp(\max) \quad (5.12)$$

ただし、 $Kp(\max)$  は過去 12 時間で最大の  $Kp$  の値である。

#### 5.1.4 境界条件

内側の境界は  $L = 3.0$  とし、そこでの位相空間密度は  $f = 0 \text{ [(cm}^2 \text{ s str MeV)}^{-1}\text{]}$  であると仮定する。外側の境界は  $L = 6.6$  とし、そこでの電子フラックスのエネルギースペクトルが次式に従うと仮定する (Freeman, 1998; Miyoshi, 2000; Miyoshi et al., 2003)。

$$j = j_0 E^{-\gamma(t)} \quad (5.13)$$

ただし、 $j_0$  は  $E = 1 \text{ keV}$  での電子フラックスで、単位は  $[(\text{cm}^2 \text{ s str keV)}^{-1}]$  である。 $\gamma$  はスペクトルインデックスであり、本研究では  $\gamma(t) = 2.5$  とし、時間によらないものとする。「つばさ」観測データから  $L = 6.6$  における  $0.40 - 0.91 \text{ [MeV]}$  の電子フラックスの値を

$j(E = 0.65 \text{ [MeV]}) \text{ [(cm}^2 \text{ s str MeV)}^{-1}\text{]}$  とし、

$$j_0 = j(L = 6.6)/650^{-2.5} \quad (5.14)$$

より  $j_0$  を求め、(5.13) から外側境界の電子フラックスを求める。

#### 5.1.5 初期条件

まず、 $Kp$  一定 ( $= 1$ ) で、内側境界  $L = 3.0$  で  $f = 0$ 、外側境界  $L = 6.6$  で電子フラックス一定 ( $j(E = 0.65 \text{ [MeV]}) = 10^5 \text{ [(cm}^2 \text{ s str MeV)}^{-1}\text{]}$ ,  $j(E = 1.00 \text{ [MeV]}) = 10^4 \text{ [(cm}^2 \text{ s str MeV)}^{-1}\text{]}$ ) として計算すると、およそ 2ヶ月程で定常状態に達する。そこで、求めたい期間の 2ヶ月前から計算を始める。

#### 5.1.6 手順

磁場は双極子磁場を仮定し、磁気赤道面上でのピッチ角  $\alpha_{\text{eq}} = 90^\circ$  について計算する ( $J=0$ )。時間刻み  $\Delta t = 10.55/24.0/10 \text{ [days]}$  とする。これは 10 ステップで「つばさ」1 周期に相当する。空間刻みは  $\Delta L = 0.1$  とする。

まず、求めたいエネルギー  $E$  での運動量  $p$  を求める。

$$p = \left( \frac{E}{c} \right) (E + 2m_0c^2) \quad (5.15)$$

ここで、 $m_0$  は電子の静止質量、 $c$  は光速である。

次に今求めた運動量  $p$  に対応する第一不変量  $M_L$  を  $L = 3.0 - 6.6$  の範囲で  $\Delta L = 0.1$  毎に計算する。

$$M_L = \frac{p^2}{2m_0B_{\text{eq}}(L)} = \frac{p^2L^3}{2m_0B_0} \quad (5.16)$$

ここで、 $B_{\text{eq}}(L)$  は位置  $L$  における磁気赤道面での磁場の強さであり、双極子磁場の場合、地表での磁場の強さを用いて  $B_{\text{eq}}(L) = \frac{B_0}{L^3}$  と書くことができる。

続いて、上で求めた  $M_L$  に対して外側境界  $L_{\text{OB}} = 6.6$  でのエネルギー  $E_{\text{OB}}(M_L)$  を計算する。

$$E_{\text{OB}}(M_L) = m_0c^2 \left\{ \left( 1 + \frac{2M_L B_0}{m_0c^2 L^3} \right)^{\frac{1}{2}} - 1 \right\} \quad (5.17)$$

更に、外側境界条件の  $j(E_{\text{OB}}(M_L), L_{\text{OB}}, \alpha = \frac{\pi}{2})$  を用いて外側境界での位相空間密度  $f(M_L, J = 0, L_{\text{OB}})$  を求める。

$$f(M_L, J = 0, L_{\text{OB}}) = \frac{j(E_{\text{OB}}(M_L), L_{\text{OB}}, \alpha = \frac{\pi}{2})}{p^2} \quad (5.18)$$

最後に、陰解法を用いて (5.1) を解き、全ての  $L$  での位相空間密度  $f(M_L, J = 0, L)$  を求め

$$j(E, L, \alpha = \frac{\pi}{2}) = p^2 f(M_L, J = 0, L) \quad (5.19)$$

より、エネルギー  $E$  に対応する電子フラックス分布を得る。

## 5.2 計算結果

図 29 は 2002 年 4 月一ヶ月間の Kp(最上段)、Dst(二段目)、「つばさ」観測による  $E=0.40 - 0.91$  MeV の電子フラックス(三段目)、 $E=0.65$  MeV でのシミュレーション(最下段)、図 30 は同期間で観測  $E=0.90 - 2.00$ 、シミュレーション  $E=1.00$  の結果を示したものである。

$E=0.65$  MeV としたシミュレーションでは  $L=5$  以上の境界に近い辺りでは観測の結果に近い電子フラックス変動の分布を得たが、 $L=5$  以下では正しく再現できなかった。まず、内側境界近くの様子を見てみると、観測では Orbit 128 から Orbit 165 にかけて電子フラックスが急激に減少している領域が外側へ向かって徐々に広がっているが、シミュレーション結果にはそのような現象は見られない。これは、外側境界条件の設定があまり現実的でないことや、境界付近では、本研究

で考慮されていない何らかの消滅を考える必要がある可能性を示している。また、Orbit 166 での磁気嵐の後の回復相において、観測で見られるような電子フラックスの増加はシミュレーション結果では再現できなかった。外側境界近くでの拡散係数は非常に大きく、特に  $Kp$  が大きいときには境界の電子は内部領域へ非常に速く拡散する。回復相で起こるサブストームの継続時間は数時間程度であり、境界の電子フラックスはこれに伴って大きく変動しているが、このシミュレーションでは境界の電子フラックスを「つばさ」のデータから約 10 時間 30 分（「つばさ」の軌道周期）毎に与えているため、このサブストームによる境界での電子フラックスの変化を正しく評価できていない。これが回復相における電子フラックスの増加を再現できない理由の一つである可能性がある。また、波動 - 粒子相互作用などによる、この radial diffusion モデルでは考慮されていない内部加熱が存在する可能性もある (Miyoshi, 2000; Miyoshi et al., 2003)。

$E = 1.00$  MeV としたシミュレーションでも、 $E = 0.65$  MeV の場合と同様のことが言える。また、全体的に電子フラックスが観測値に比べ低くなっている。これも内部加熱が起こっていることを示唆しているかもしれない (Brautigam and Albert, 2000)。

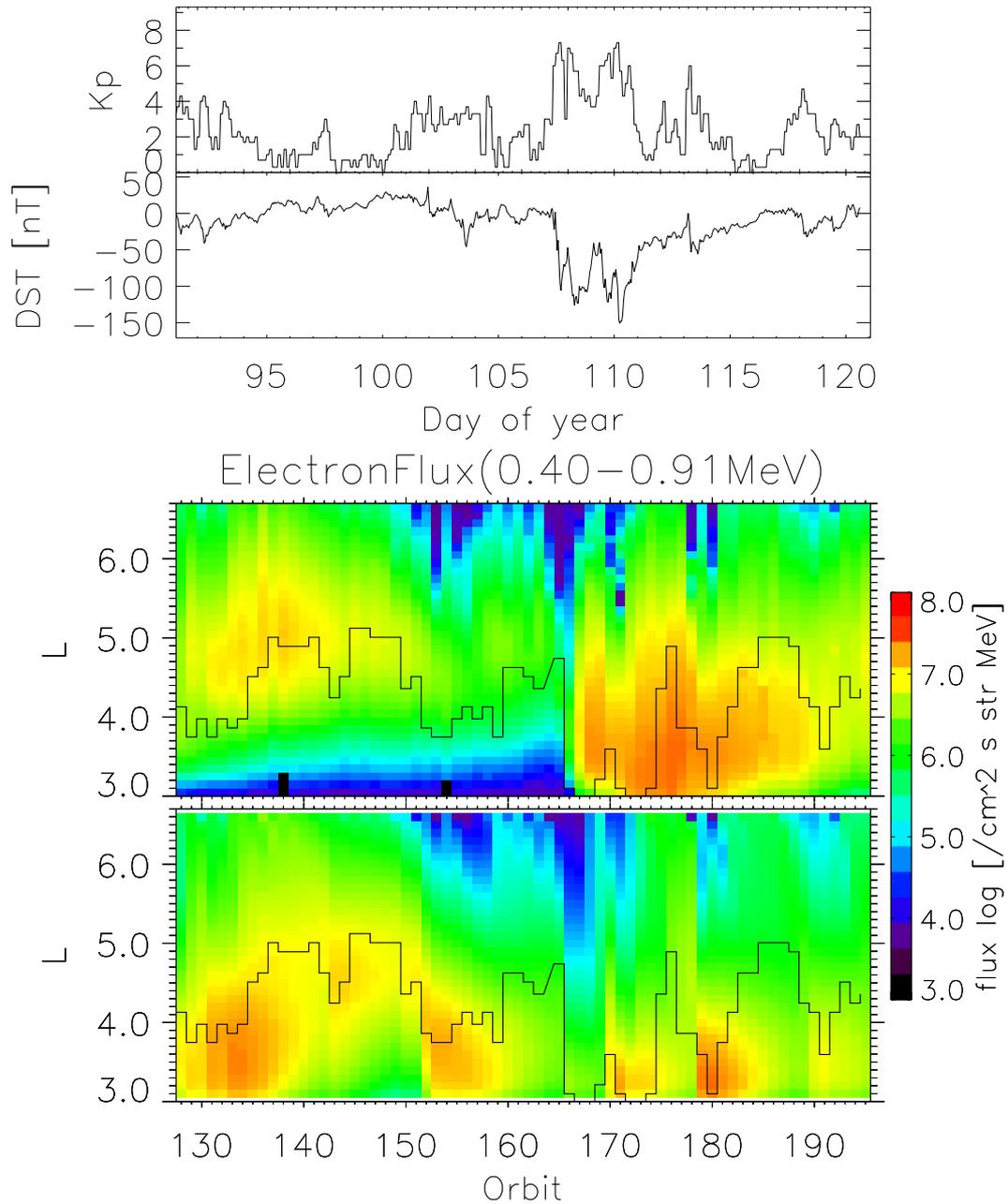


図 29: 2002 年 4 月の一ヶ月間の Kp(最上段)、Dst(二段目)、「つばさ」観測による電子フラックス ( $E = 0.40 - 0.91$  MeV)(三段目)、シミュレーション ( $E = 0.65$  MeV)(最下段)。下二つのパネル中の実線はプラズマポーズの位置を表している。

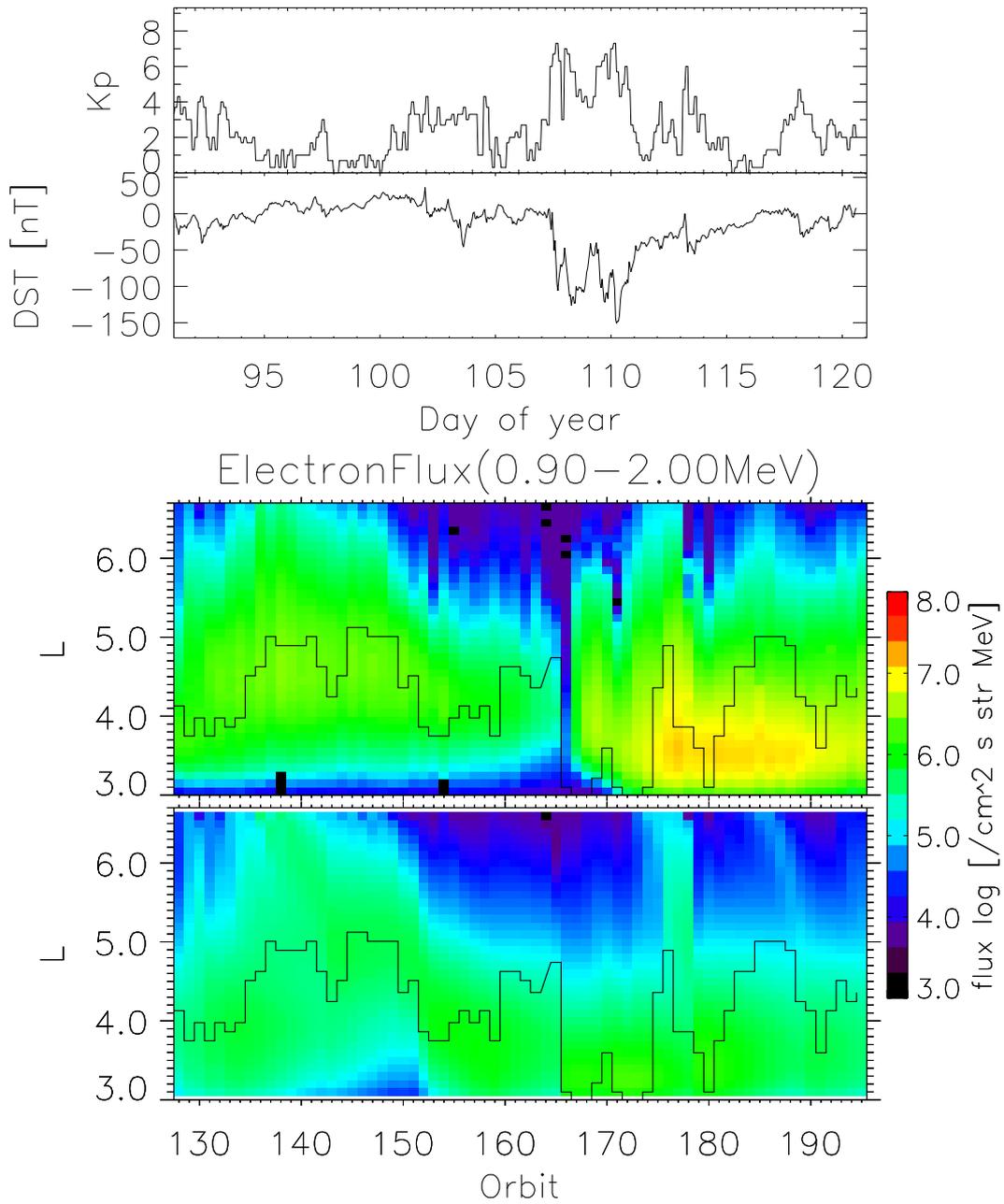


図 30: 図 29 と同じ。ただし、シミュレーション結果は  $E = 1.00 \text{ MeV}$ 。

## 第6章 議論・結論

本研究では、まず、宇宙航空研究開発機構 (JAXA) によって 2002 年に打ち上げられた衛星つばさ (MDS-1) の放射線粒子観測データを用いて放射線帯の空間的構造と磁気嵐に伴う放射線帯粒子フラックスの変動の様子を調べた。

まず、「つばさ」による各粒子フラックスのデータから放射線帯の平均的な構造を調べた。電子に関してはよく知られているきれいな二重構造を確認でき、その他の粒子についても磁気赤道上にピークを持つ構造を確認できた。また、低高度での緯度 - 経度分布から南大西洋異常地域も確認した。

次に、磁気嵐に伴う各放射線帯の変動の様子を調べた。過去の研究で知られるように、電子放射線帯については外帯が磁気嵐に伴って激しく変動している様子が得られた。外帯粒子がスロット領域を埋めるように侵入している様子も捉えた。陽子、 $\alpha$  粒子、その他の重イオンは電子に比べ安定に存在しているのが確認できた<sup>1)</sup>。

つぎに、Fokker-Planck 方程式を用いた放射線帯粒子の radial diffusion の数値コードを作成し、電子放射線帯に関する過去の研究で得られている拡散係数やロスレートを用いて数値シミュレーションを行い、「つばさ」のデータと比較してその再現性を調べた。

$E = 0.65$  MeV としたシミュレーションでは  $L = 5$  以上の境界に近い辺りでは観測の結果に近い電子フラックス変動の分布を得たが、 $L = 5$  以下では正しく再現できなかった。

外部境界条件として与えた電子フラックスの時間的粗さによって、それよりも短い時間スケールの影響が無視されてしまい、シミュレーションの再現性を欠いてしまっている可能性がある。また、この radial diffusion モデルでは考慮されていない内部加熱を考えなくてはならない可能性もある。

本研究では電子フラックスは経度方向に一様であるものとし、ピッチ角  $\alpha = 90^\circ$  ( $J = 0$ ) として計算を行ったが、実際には電子フラックスには経度依存性があり、電子はピッチ角を持って緯度方向にも分布している。放射線帯の正確な変動メカニズムを明らかにするためには、これらについても再現できるようなモデルを構築していく必要がある。例えば、経度方向の分布についても考慮する場合には  $(\varphi_3, M, J, L)$  に依存する位相空間密度  $f(\varphi_3, M, J, L)$  について (2.46) を解く必要がある。

<sup>1)</sup>本論文で掲載できなかった図は次のウェブサイトにおいておく。  
<http://www.ep.sci.hokudai.ac.jp/~shwlab/study.html>

## 謝辞

本論文の作成にあたり、北海道大学 渡部重十 教授には未熟な私に熱心に御指導いただきました。心から感謝致します。また、北海道大学 倉本圭 助教授には些細な質問にも丁寧に御指導いただきました。感謝申し上げます。

本研究で用いた「つばさ」のデータを提供してくださった、宇宙航空研究開発機構総合技術研究本部の五家建夫先生、情報通信研究開発機構の小原隆博先生に深く感謝致します。

渡部研究室、林研究室の皆様にも日頃から御助言、激励いただきました。心から感謝致します。

## 参考文献

- 2003, 民生部品・コンポーネント実証衛星 (つばさ:MDS-1) 実験成果報告書, 宇宙航空研究開発機構 総合技術研究本部
- Albert, J. M., 1999, Analysis of quasi-linear diffusion coefficients, *JGR*, 104, 2429-2441
- Baker, D. N., J. B. Blake, L. B. Callis, J. R. Cummings, D. Hovestadt, S. Kanekal, B. Klecher, R. A. Mewaldt, and R. D. Zwicki, 1994, Relativistic electron acceleration and decay time scales in the inner and outer radiation belts: SAMPEX, *GRL*, 21, 409-412
- Baumjohann, W., R. A. Treumann, 1999, *BASIC SPACE PLASMA PHYSICS*, Imperial College Press, 329pp. Imperial College Press, 329pp.
- Beutier, T., and D. Boscher, 1995, A three-dimensional analysis of the electron radiation belt by the Salammbô code analysis of outer radiation belt electrons during the October 9, 1990, magnetic storm, *JGR*, 105, 291-309
- Brautigam, D. H., and J. M. Albert, 2000, Radial diffusion analysis of outer radiation belt electrons during the October 9, 1990, magnetic storm, *JGR*, 105, 291-309 influenced by conjugate-point wave phenomena, *Radio Sci.*, 3, 740-744
- Cornwall, J. M., 1968, Diffusion processes influenced by conjugate-point wave phenomena, *Radio Sci.*, 3, 740-744
- Cornwall, J. M., 1972, Radial diffusion of ionized helium and protons: a probe for magnetospheric dynamics, *JGR*, 77, 1756-1770
- Dessler, A. J. and R. Karplus, 1961, Some effects of diamagnetic ring currents on Van Allen radiation, *JGR*, 66, 2289-2295
- Freeman, J. W. , Jr., 1964, The morphology of Electron Distribution in the outer radiation zone and near the magnetospheric boundary as observed by Explorer 12, *JGR*, 69, 1691-1723

- Freeman, J. W., T. P. O'Brien, A. A. Chan, and R. A. Wolf, 1998, Energetic electrons at geostationary orbit during the November 3-4, 1993 storm: Spatial/temporal morphology, characterization by a power law spectrum and, representation by an artificial neural network, *JGR*, 103, 25251-26260
- Kim, H. J., and A. A. Chan, 1997, Fully adiabatic changes in storm time relativistic electron fluxes, *JGR*, 102, 22107-22116
- Li, X, D. N. Baker, M. Teremin, T. E. Cayton, G. D. Reeves, R. A. Christensen, J. B. Blake, M. D. Looper, R. Nakamura, and S. G. Kanekal, 1997, Multisatellite observations of the outer zone electron variation during the November 3-4, 1993, magnetic storm, *JGR*, 102, 14123-14140
- Li, X, D. N. Baker, M. Teremin, T. E. Cayton, G. D. Reeves, R. S. Selesnick, J. B. Blake, G. Lu, S. G. Kanekal, and H. J. Singer, 1999, Rapid enhancements of relativistic electrons deep in the magnetosphere during the May 15, 1997, magnetic storm, *JGR*, 104, 4467-4476
- Liu, W. W., and D. N. Baker, 1999, Internal acceleration of relativistic electrons by large-amplitude ULF pulsations, *JGR*, 104, 17391-17407
- Lyons, L. R., R. M. Thorne, C. F. Kennel, 1972, Pitch-angle diffusion of radiation belt electrons within the plasmasphere, *JGR*, 104, 3455-3474
- 宮本 健郎, 1976, *核融合のためのプラズマ物理*, 岩波書店, 559pp.
- Miyoshi, Y., 2000, Dynamics of the outer radiation belt associated with magnetic storms,
- Miyoshi, Y., A. Morioka, T. Obara, H. Misawa, T. Nagai, Y. Kasahara, 2003, Rebuilding process of the radiation belt during the 3 November 1993 magnetic storm: NOAA and Exos-D observation, *JGR*, 108, SMP 3-1 associated with magnetic storms,
- Moldwin, M. B., L. Downward, K. Rassoul, R. Amin, R. R. Anderson, 2002, A new model of the location of the plasmopause: CRRES results, *JGR*, 107, SMP 2-1
- 大林 辰蔵, 1970, *宇宙空間物理学*, 裳華房, 484pp.
- Obara, T., M. Den, Y. Miyoshi, A. Morioka, 2000, Energetic electron variation in the outer radiation zone during early May 1998 magnetic storm, *J. Atmos. Sol. Terr. Phys.*, 62, 1405-1412

- 恩藤 忠典, 丸橋 克英, 2000, 宇宙環境科学, オーム社, 302pp.
- ランダウ, リフシッツ, 1982, 理論物理学教程 物理的運動学 1, 東京図書, 259pp.
- Schulz, M. and, L. J. Lanzerotti, 1974, *Particle Diffusion in the Radiation belts, Phys. and Chem. in Space 7*, Springer-Verlag, New York
- Summers, D., and C. Ma, 2000, A model for generating relativistic electrons in the Earth's inner magnetosphere based on gyroresonant wave-particle interactions, JGR, 105, 2625-2639
- Thorne, R. M., C. F. Kennel, 1971, Relativistic electron precipitation during magnetic storm main phase, JGR, 76, 4446-4453
- 朝永 振一郎, 1969, 量子力学 I 第 2 版, みすず書房, 294pp.

# 付録A 「つばさ」観測による月ごとの粒子フラックス

本文で載せられなかった「つばさ」観測結果を掲載する。

## I 電子フラックス (0.41 - 0.90 MeV)

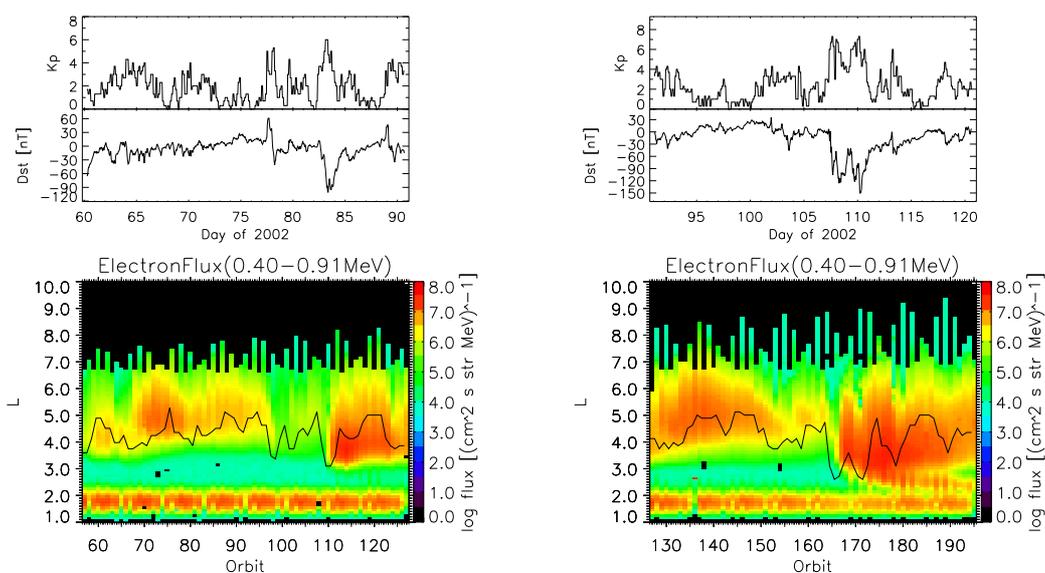


図 31: 2002 年 3 月 (左) と 2002 年 4 月 (右) の一ヶ月間の「つばさ」観測による電子フラックス ( $E = 0.40 - 0.91$  MeV) (最下段)。最上段は Kp、二段目は Dst、である。最下段のパネル中の実線はプラズマポーズの位置を表している。

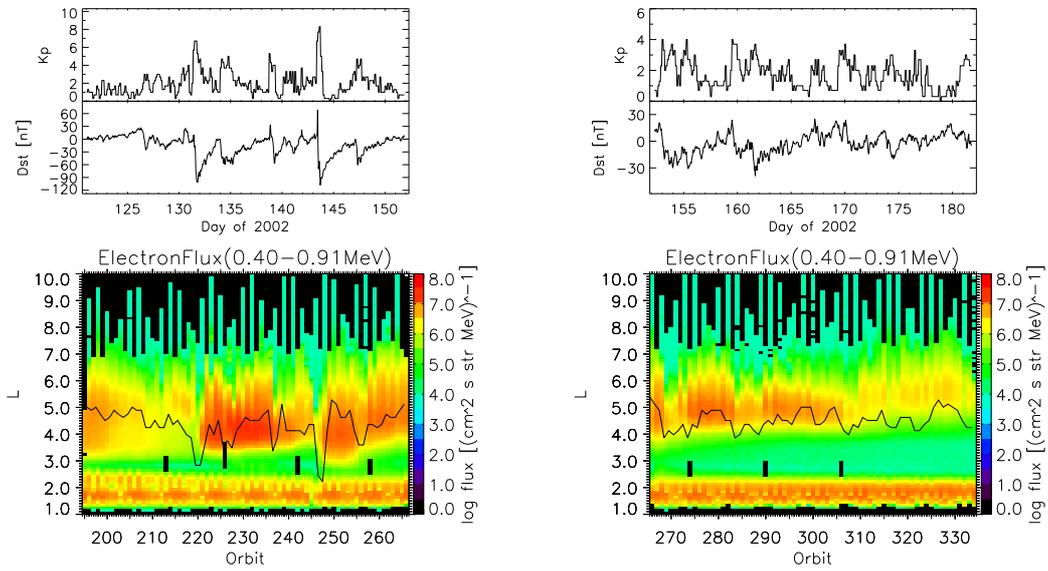


図 32: 図 31 と同様。ただし、2002 年 5 月 (左)。2002 年 6 月 (右)。

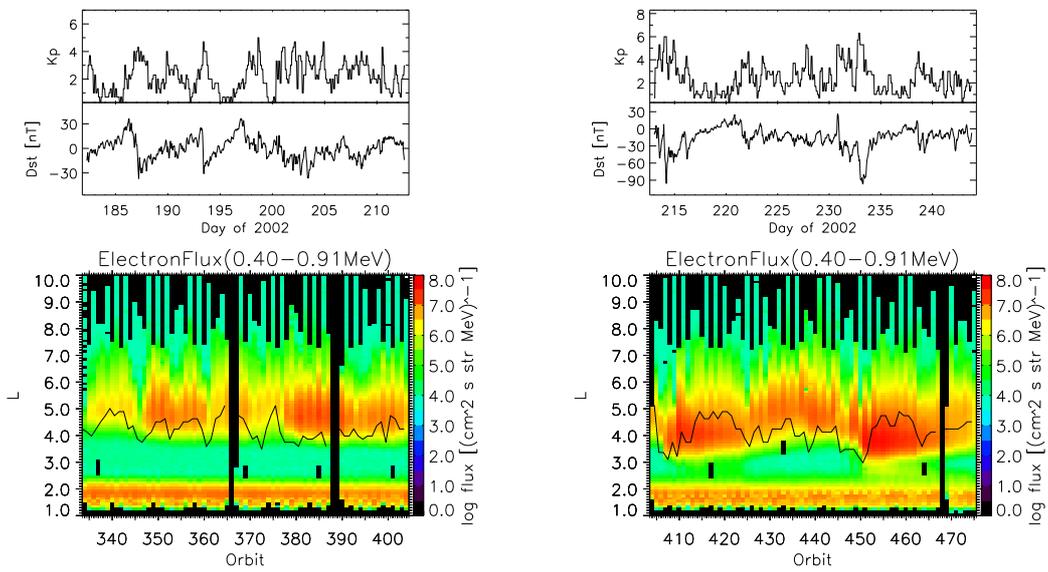


図 33: 図 31 と同様。ただし、2002 年 7 月 (左)。2002 年 8 月 (右)。

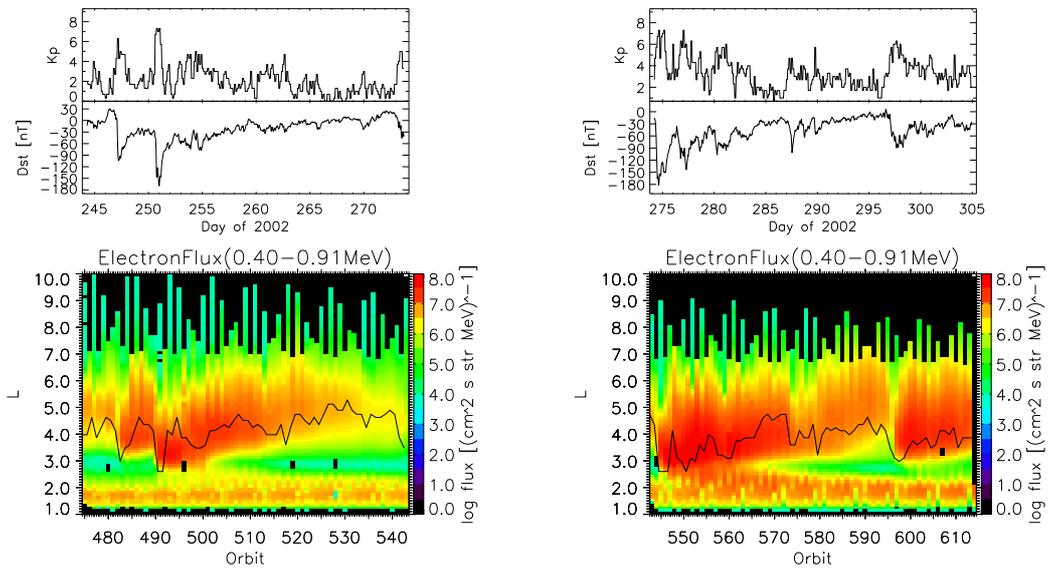


図 34: 図 31 と同様。ただし、2002 年 9 月 (左)。2002 年 10 (右) 月。

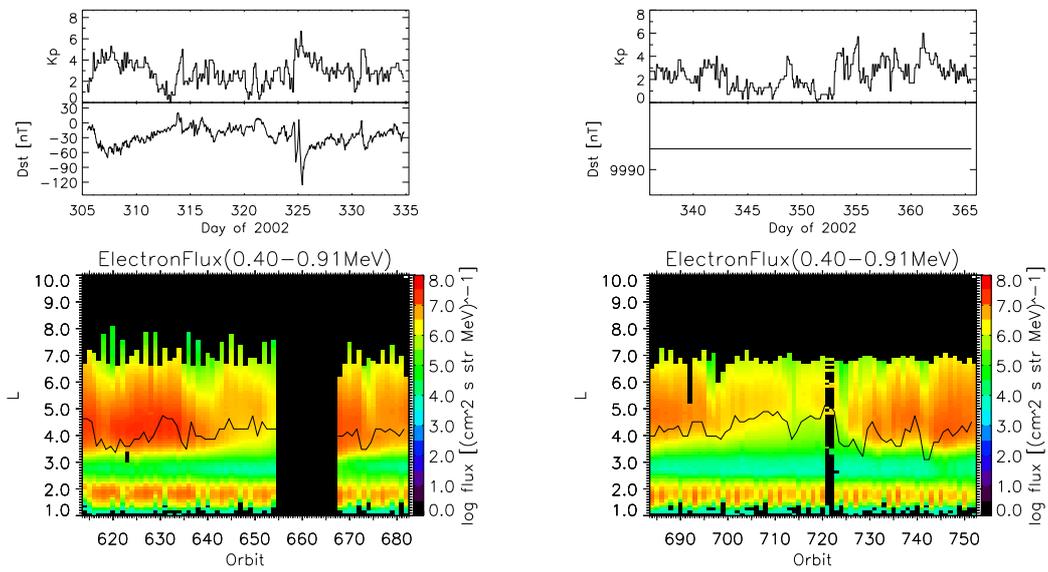


図 35: 図 31 と同様。ただし、2002 年 11 月 (左)。(右)2002 年 12 月。

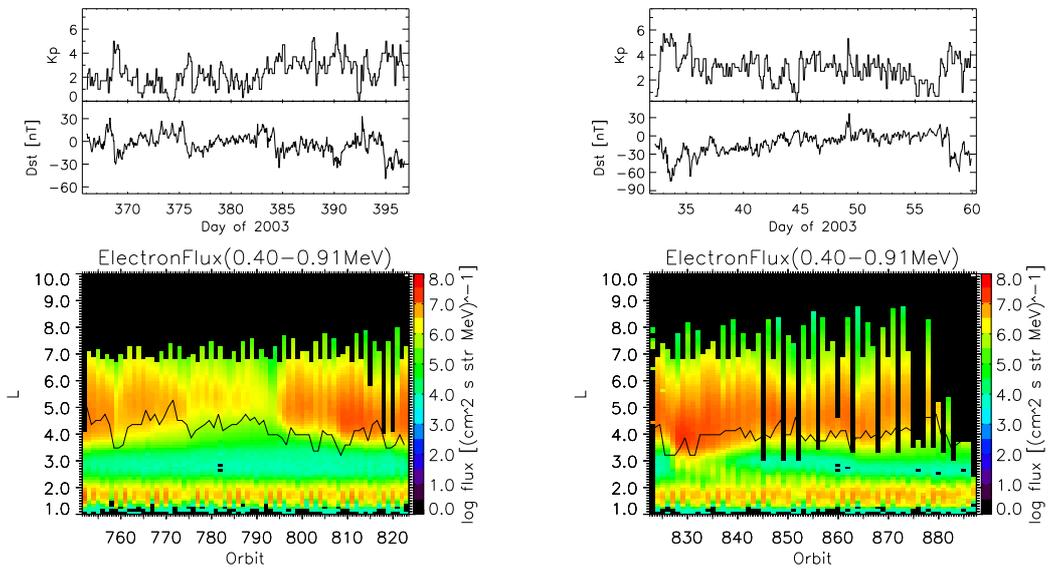


図 36: 図 31 と同様。ただし、2003 年 1 月 (左)。2003 年 2 月 (右)。

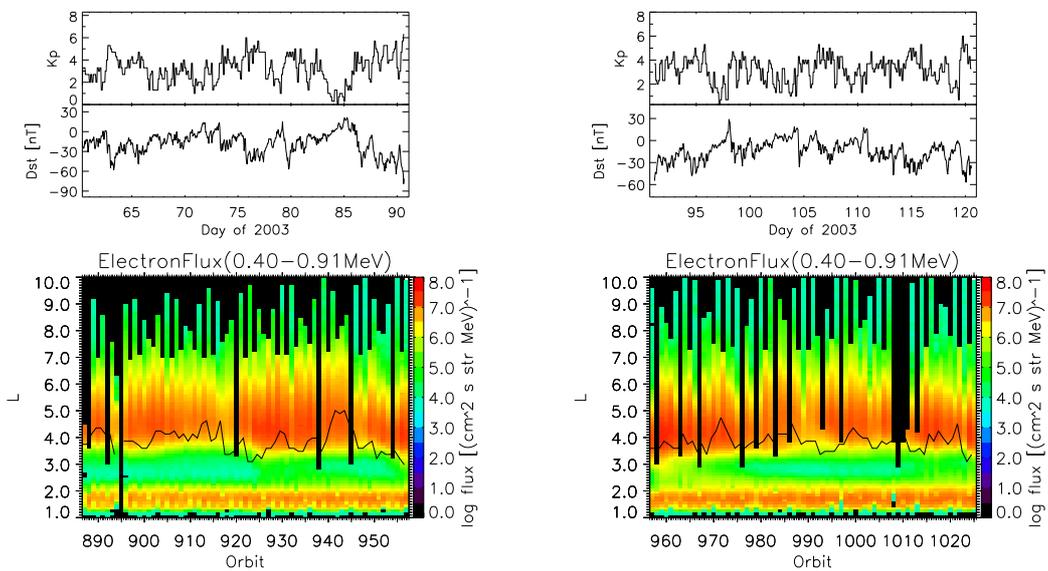


図 37: 図 31 と同様。ただし、2003 年 3 月 (左)。2003 年 4 月 (右)。

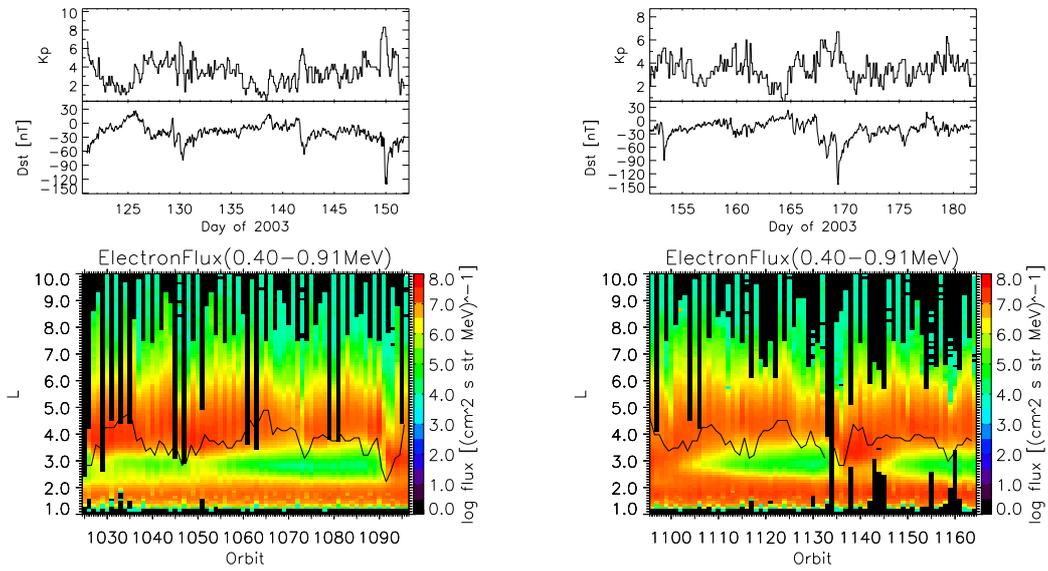


図 38: 図 31 と同様。ただし、2003 年 5 月 (左)。2003 年 6 月 (右)。

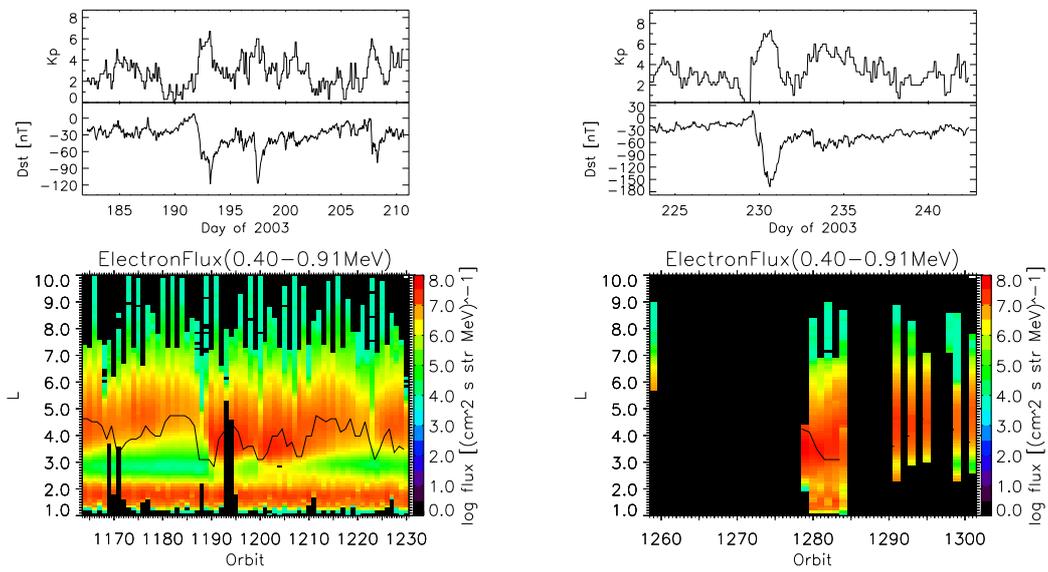


図 39: 図 31 と同様。ただし、2003 年 7 月 (左)。2003 年 8 月 (右)。

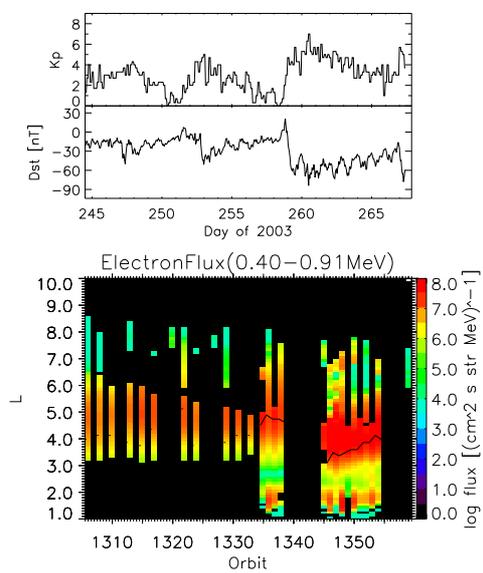


図 40: 図 31 と同様。ただし、2003 年 9 月。

## II 電子フラックス (0.90 - 2.00 MeV)

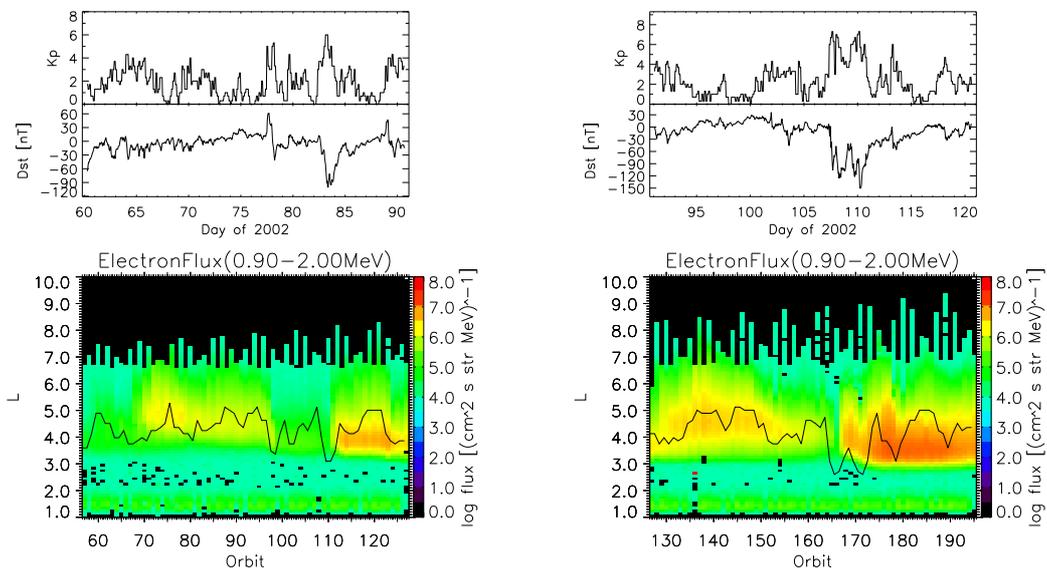


図 41: 図 31 と同様。ただし、電子フラックス (0.91 - 2.00 MeV) であり、2002 年 3 月 (左) と 2002 年 4 月 (右)。

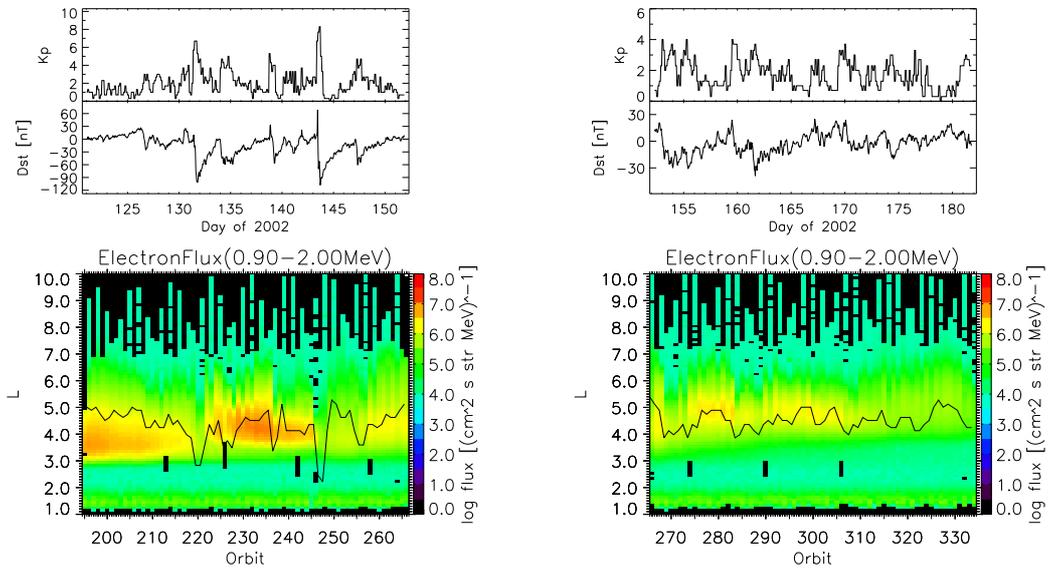


図 42: 図 41 と同様。ただし、2002 年 5 月 (左)。2002 年 6 月 (右)。

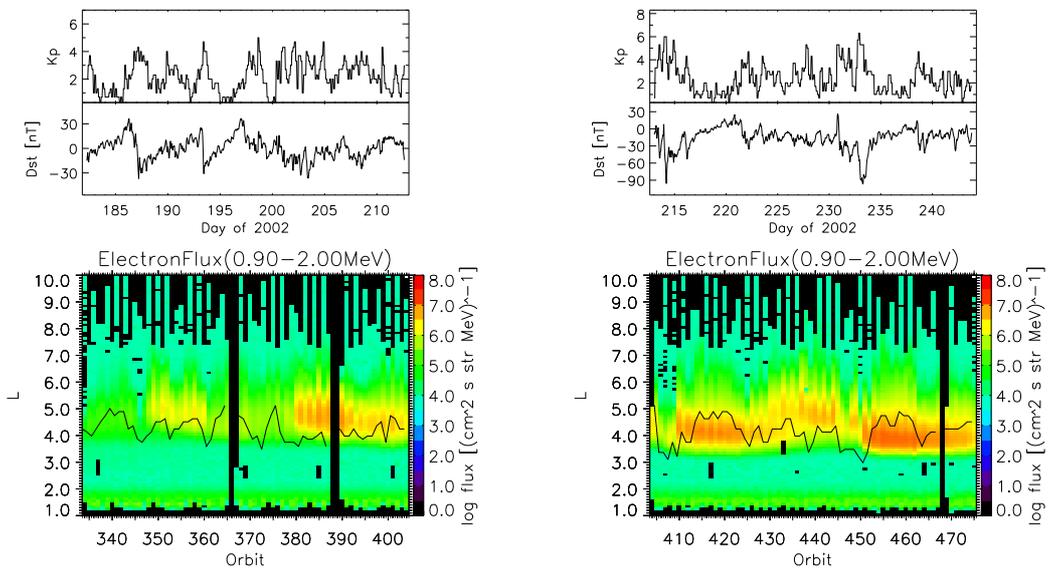


図 43: 図 41 と同様。ただし、2002 年 7 月 (左)。2002 年 8 月 (右)。

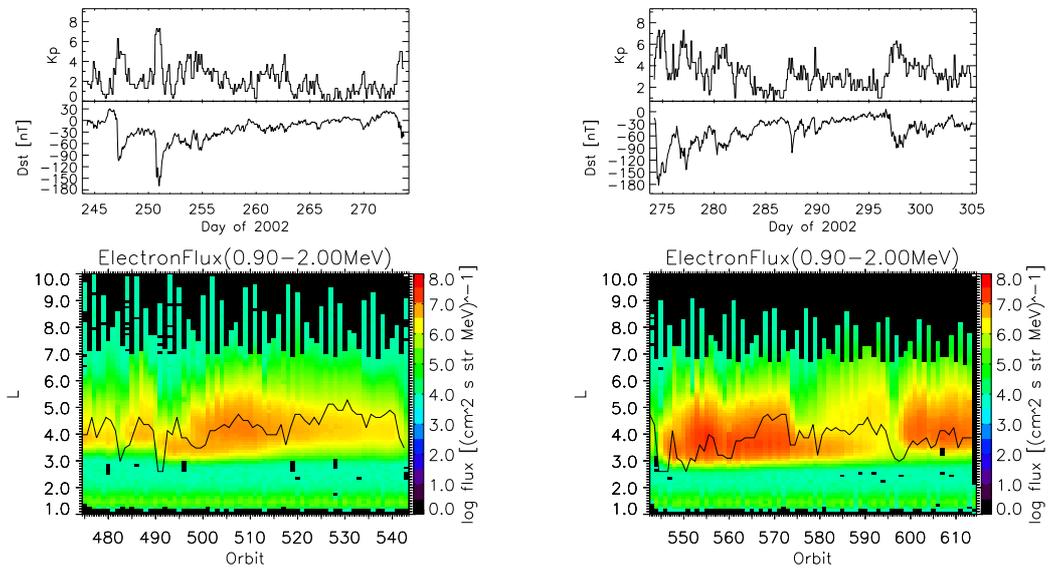


図 44: 図 41 と同様。ただし、2002 年 9 月 (左)。2002 年 10 月 (右)。

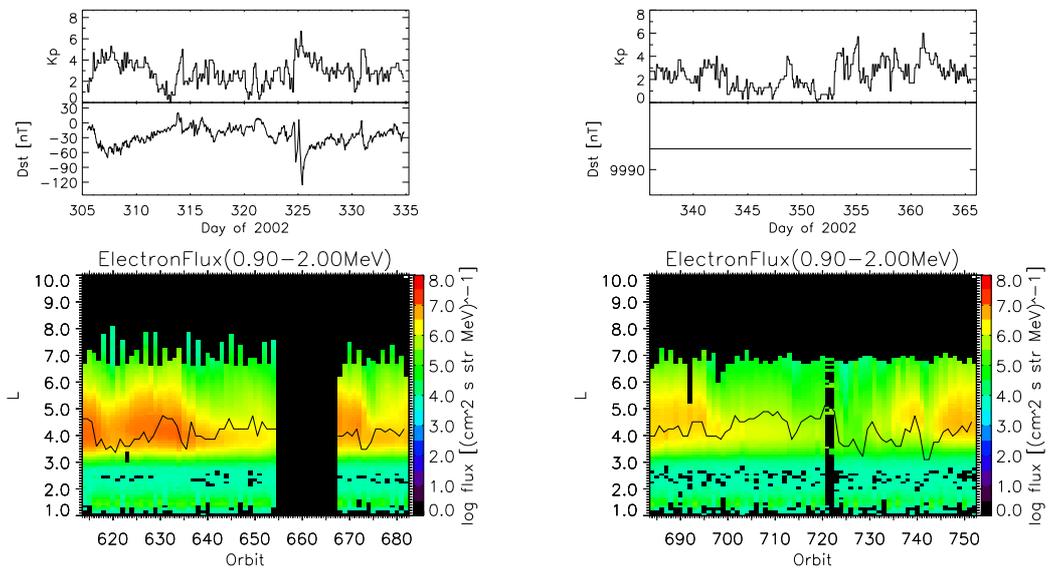


図 45: 図 41 と同様。ただし、2002 年 11(左) 月。2002 年 12(右) 月。

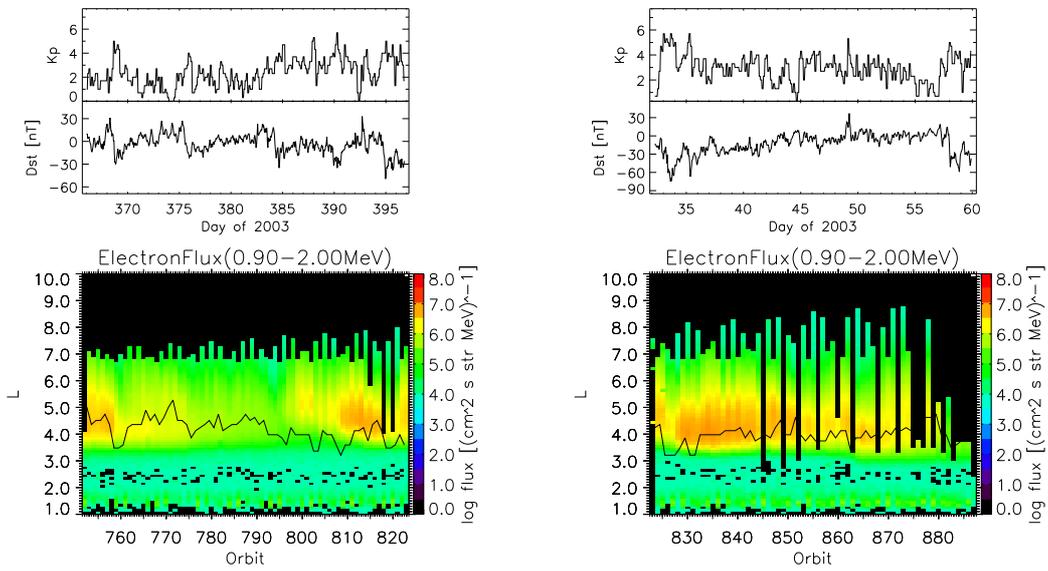


図 46: 図 41 と同様。ただし、2003 年 1 月 (左)。2003 年 2 月 (右)。

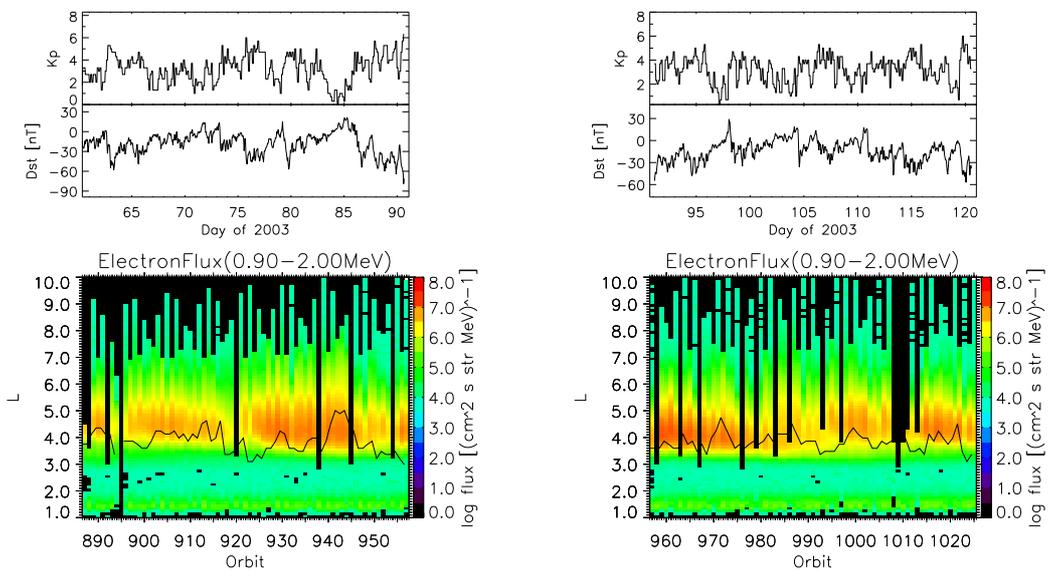


図 47: 図 41 と同様。ただし、2003 年 3 月 (左)。2003 年 4 月 (右)。

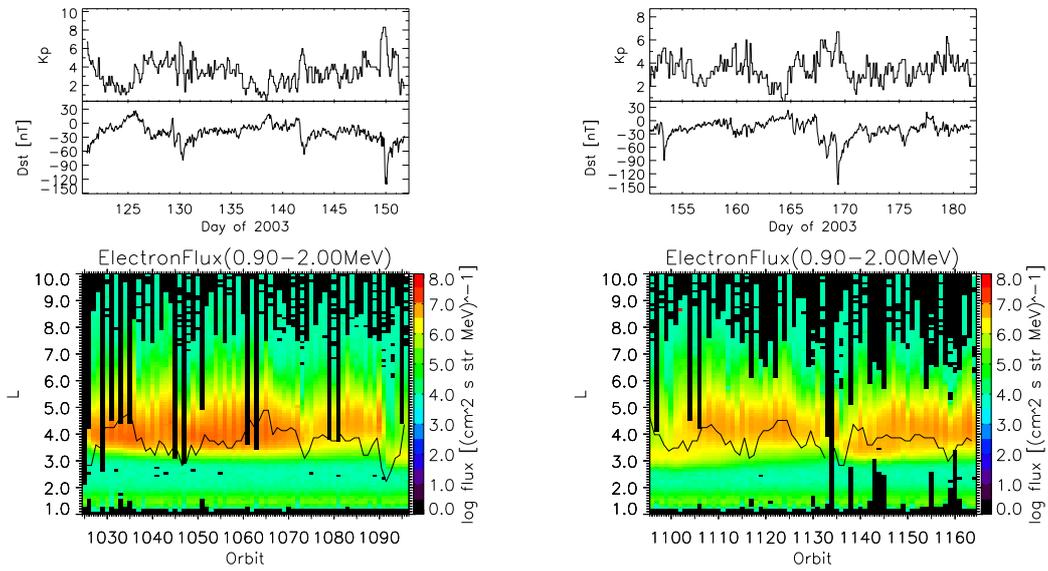


図 48: 図 41 と同様。ただし、2003 年 5 月 (左)。2003 年 6 月 (右)。

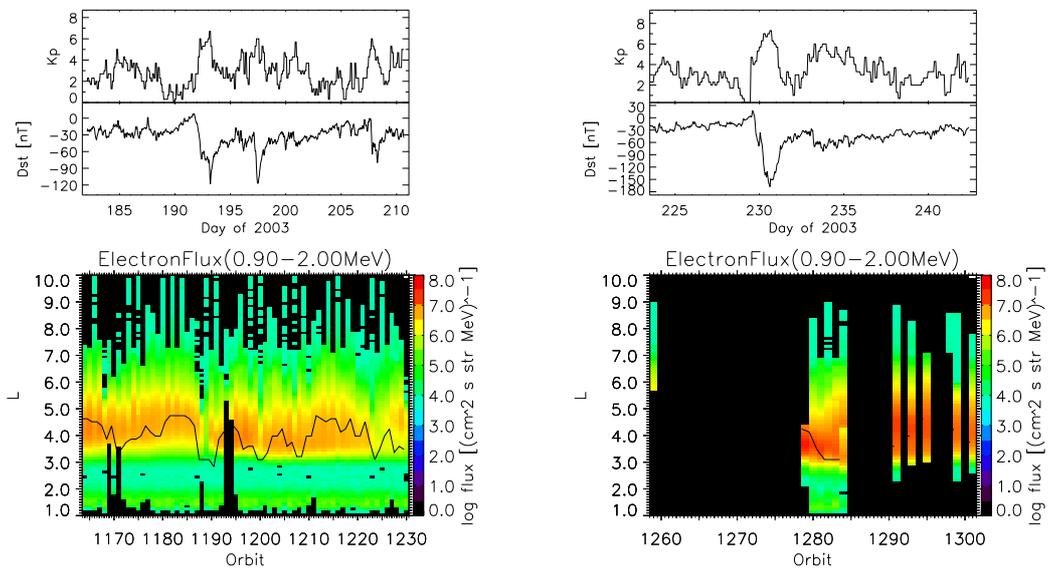


図 49: 図 41 と同様。ただし、2003 年 7 月 (左)。2003 年 8 月 (右)。

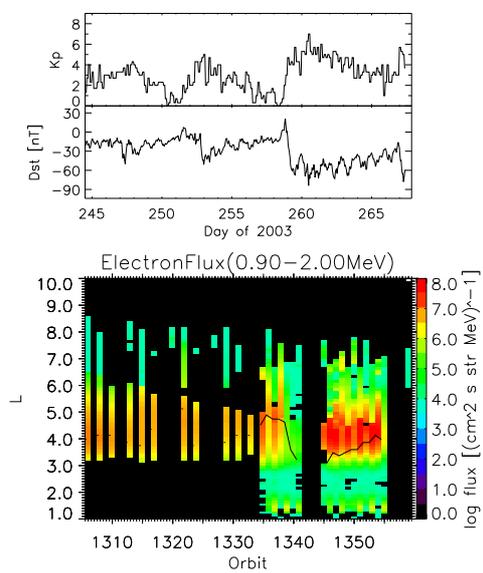


図 50: 図 41 と同様。ただし、2003 年 9 月。

### III 陽子フラックス (0.91 - 1.14 MeV)

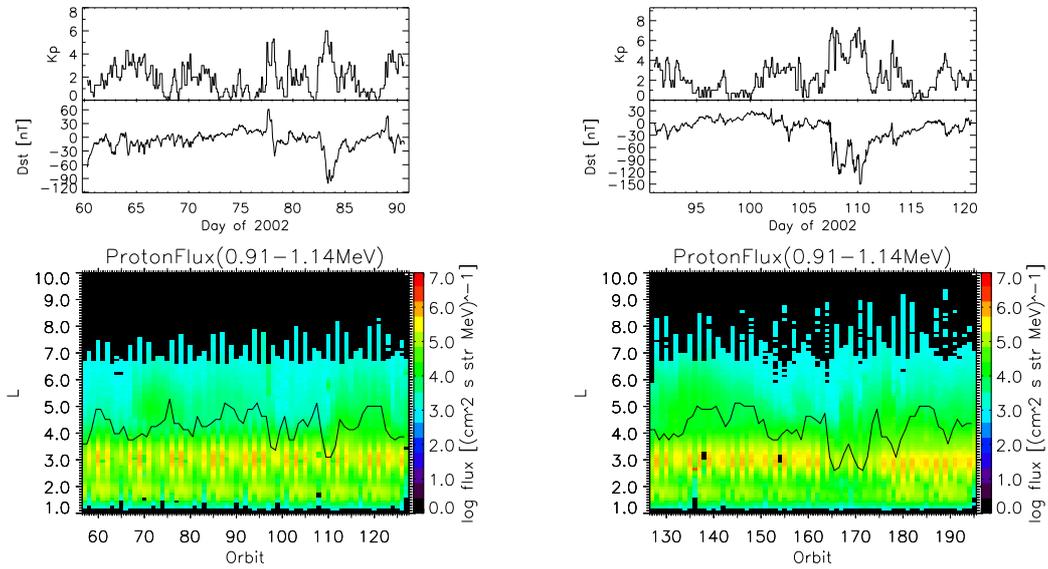


図 51: 図 31 と同様。ただし、陽子フラックス (0.91 - 1.14 MeV) であり、2002 年 3 月 (左) と 2002 年 4 月 (右)。

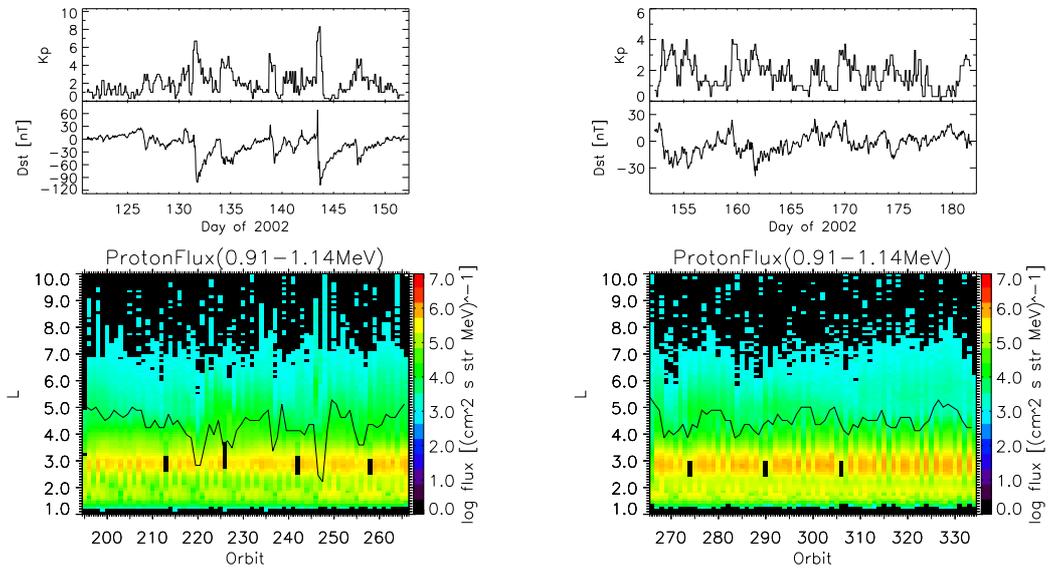


図 52: 図 51 と同様。ただし、2002 年 5 月 (左)。2002 年 6 月 (右)。

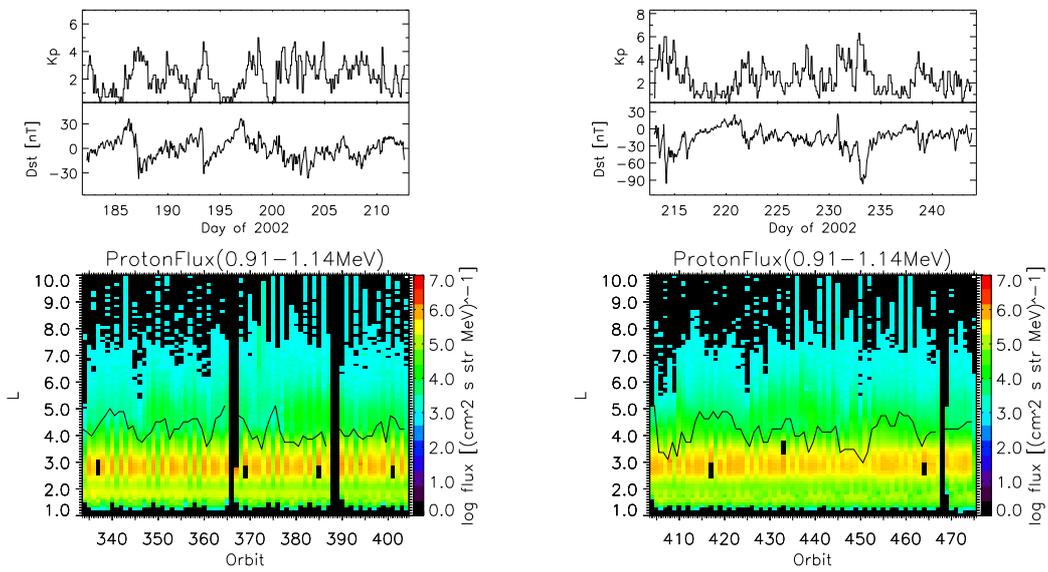


図 53: 図 51 と同様。ただし、2002 年 7 月 (左)。2002 年 8 月 (右)。

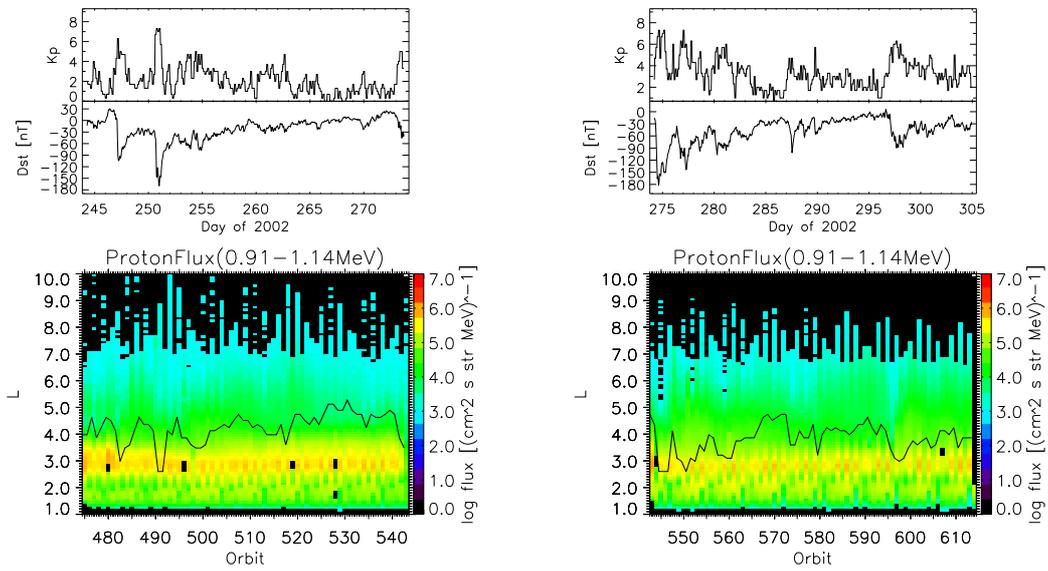


図 54: 図 51 と同様。ただし、2002 年 9 月 (左)。2002 年 10 月 (右)。

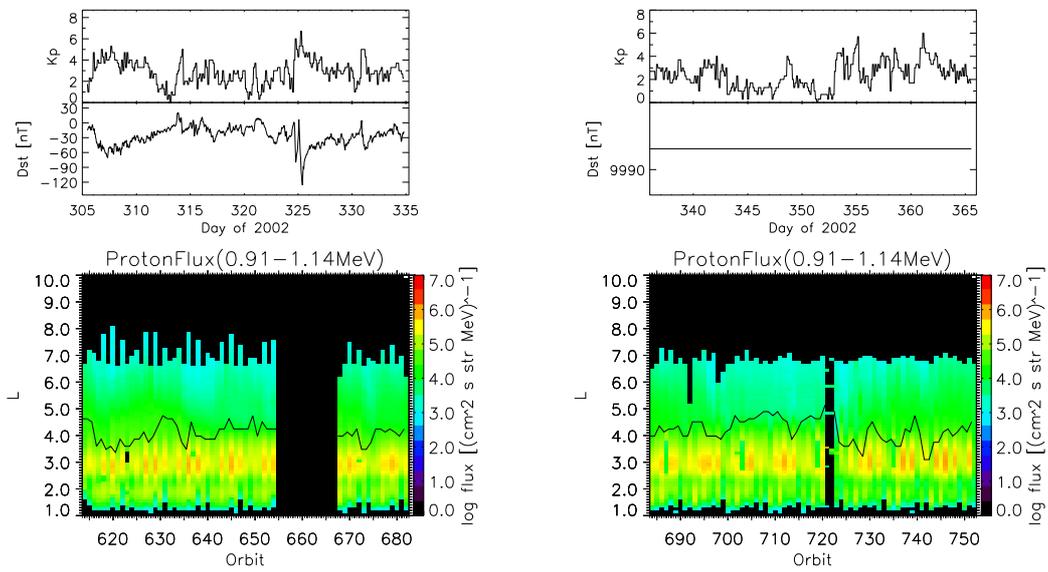


図 55: 図 51 と同様。ただし、2002 年 11(左) 月。2002 年 12(右) 月。

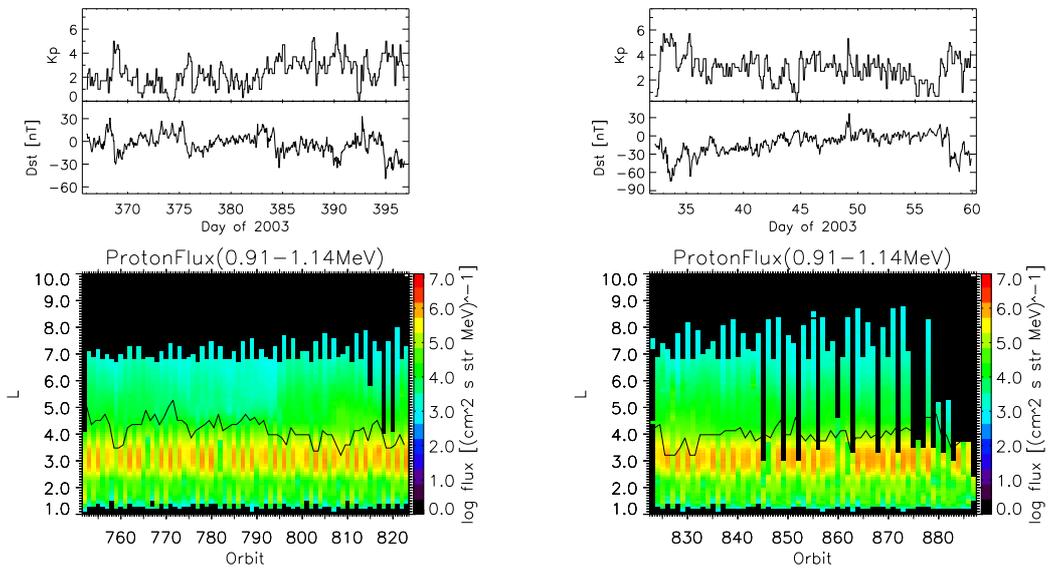


図 56: 図 51 と同様。ただし、2003 年 1 月 (左)。2003 年 2 月 (右)。

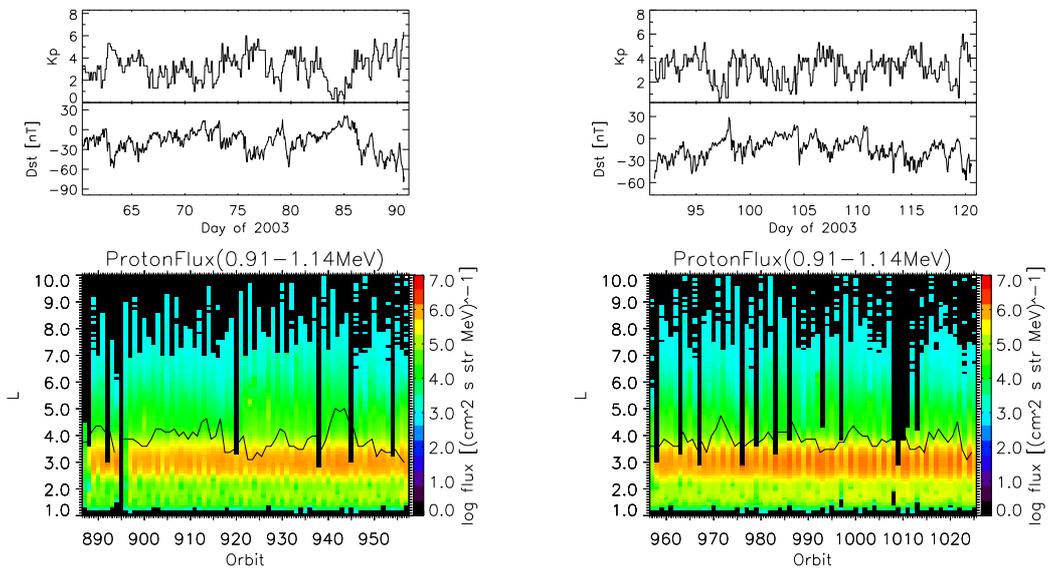


図 57: 図 51 と同様。ただし、2003 年 3 月 (左)。2003 年 4 月 (右)。

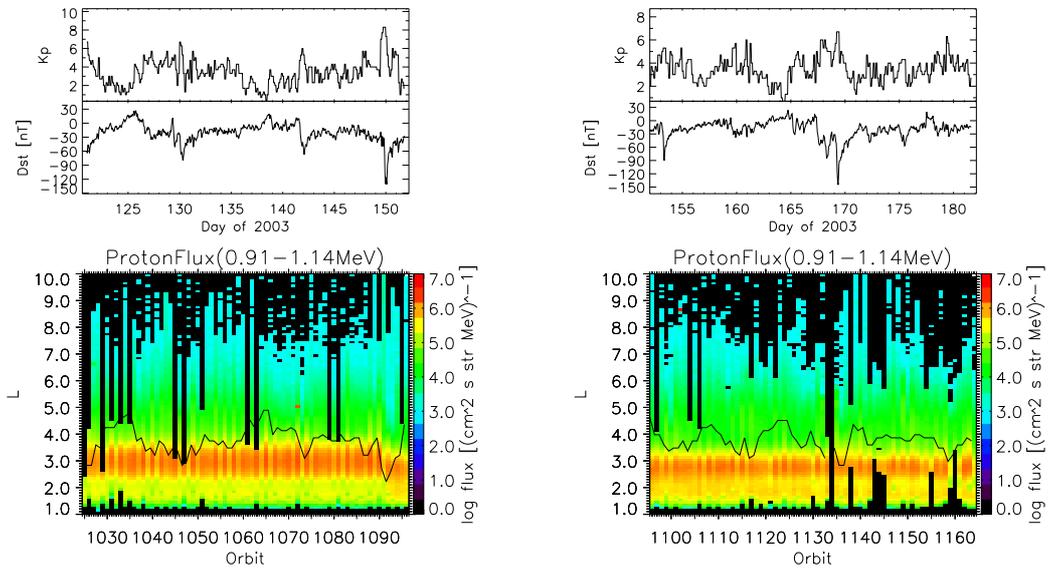


図 58: 図 51 と同様。ただし、2003 年 5 月 (左)。2003 年 6 月 (右)。

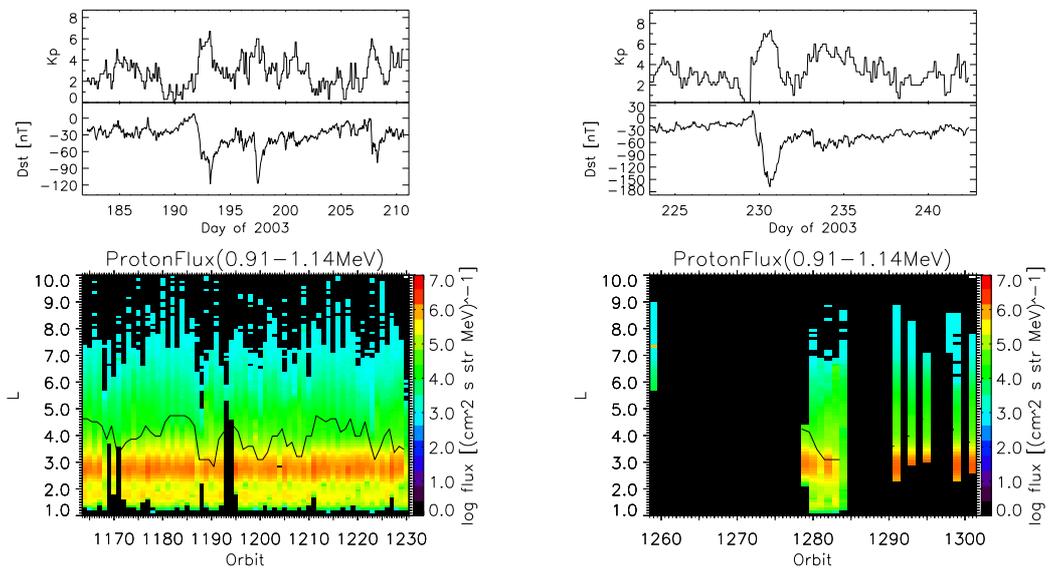


図 59: 図 51 と同様。ただし、2003 年 7 月 (左)。2003 年 8 月 (右)。

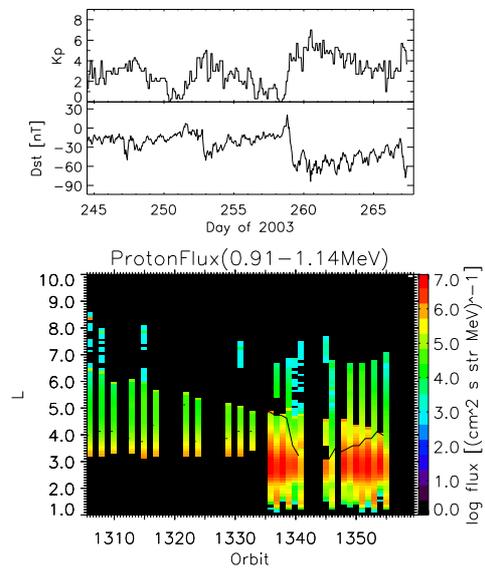


図 60: 図 51 と同様。ただし、2003 年 9 月。

## IV 陽子フラックス (1.08 - 1.50 MeV)

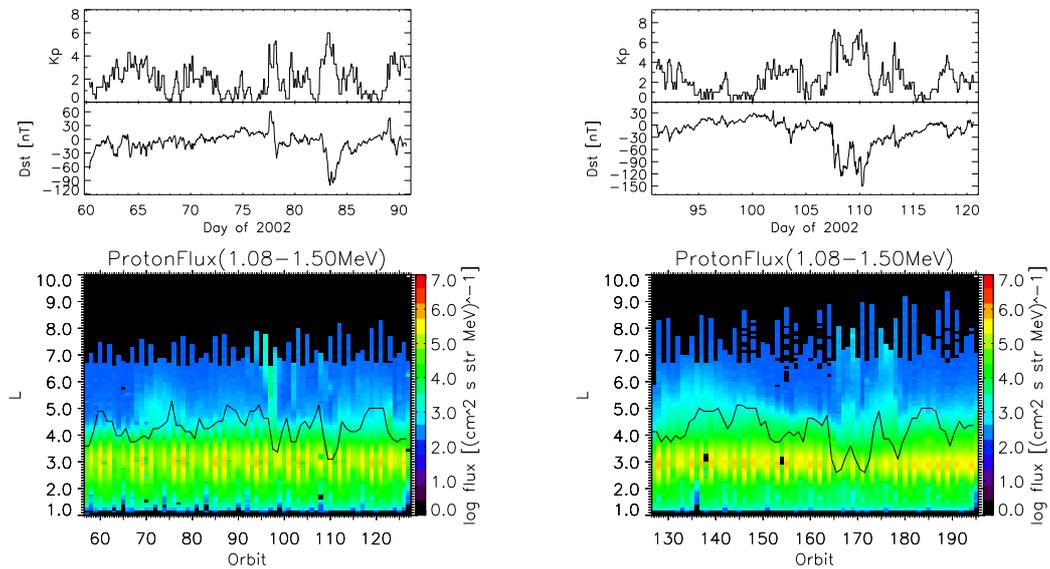


図 61: 図 31 と同様。ただし、陽子フラックス (1.08 - 1.50 MeV) であり、2002 年 3 月 (左) と 2002 年 4 月 (右)。

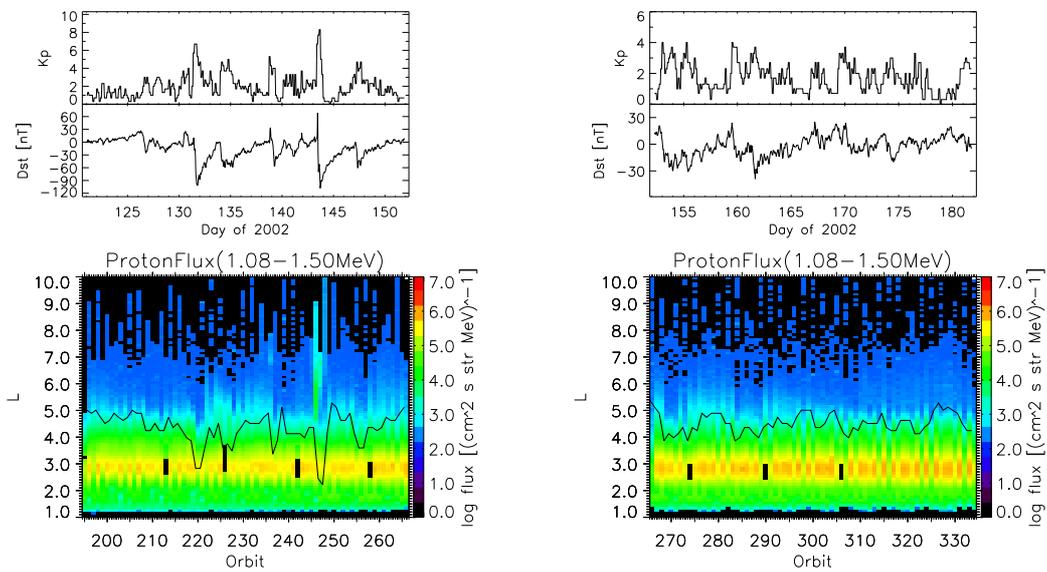


図 62: 図 71 と同様。ただし、2002 年 5 月 (左)。2002 年 6 月 (右)。

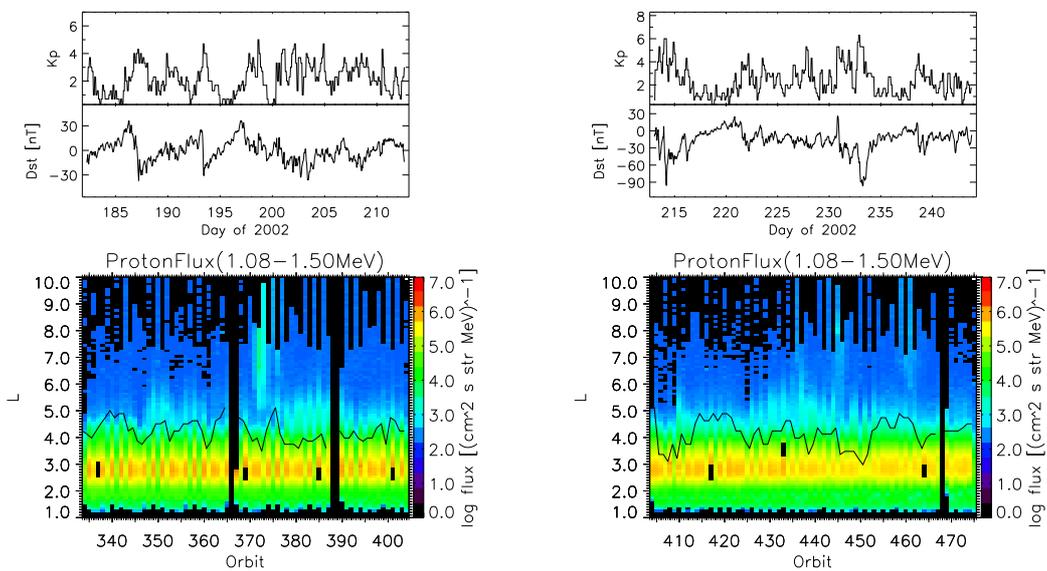


図 63: 図 71 と同様。ただし、2002 年 7 月 (左)。2002 年 8 月 (右)。

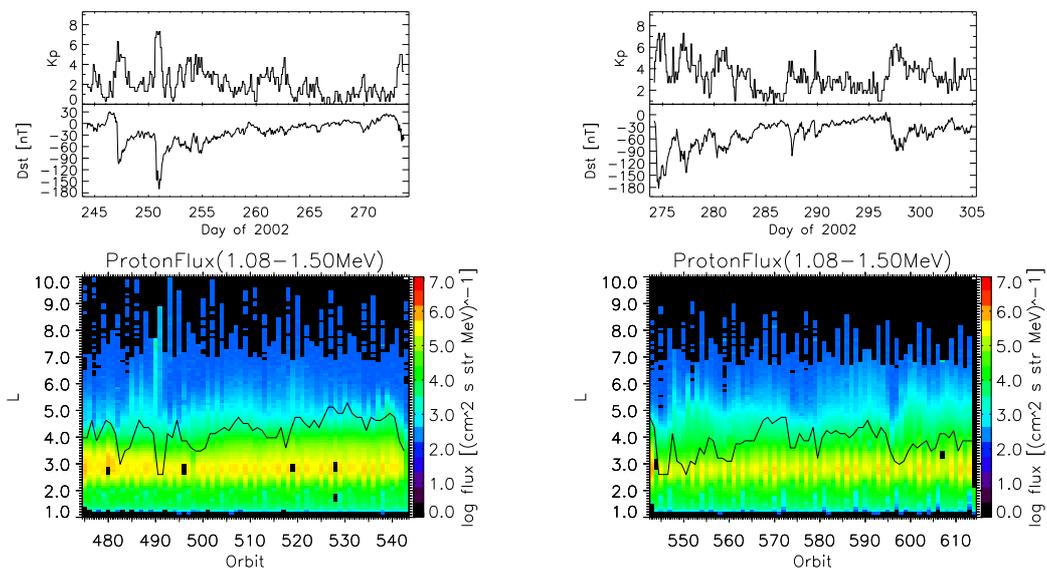


図 64: 図 71 と同様。ただし、2002 年 9 月 (左)。2002 年 10 月 (右)。

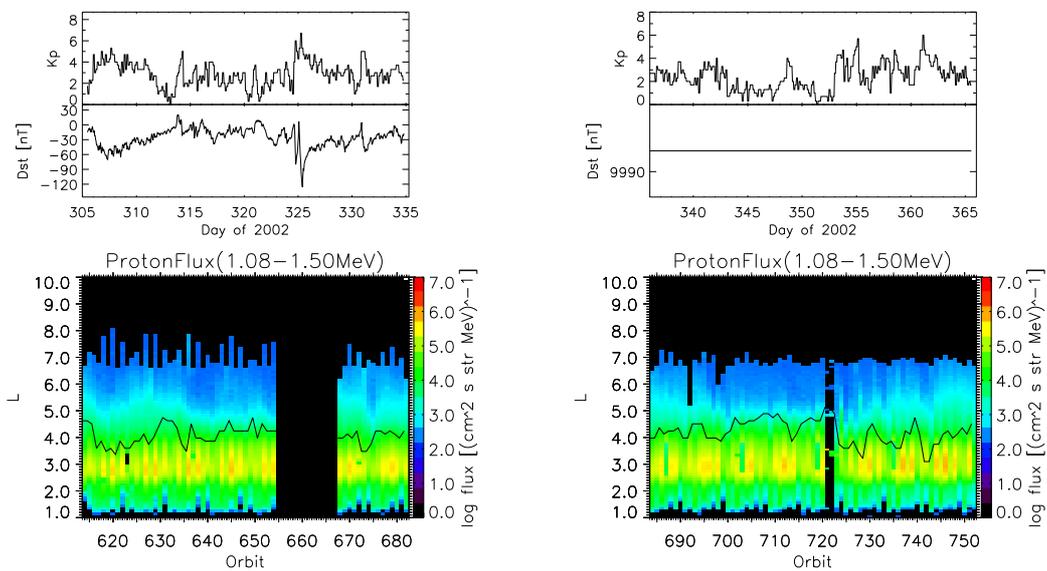


図 65: 図 71 と同様。ただし、2002 年 11(左) 月。2002 年 12(右) 月。

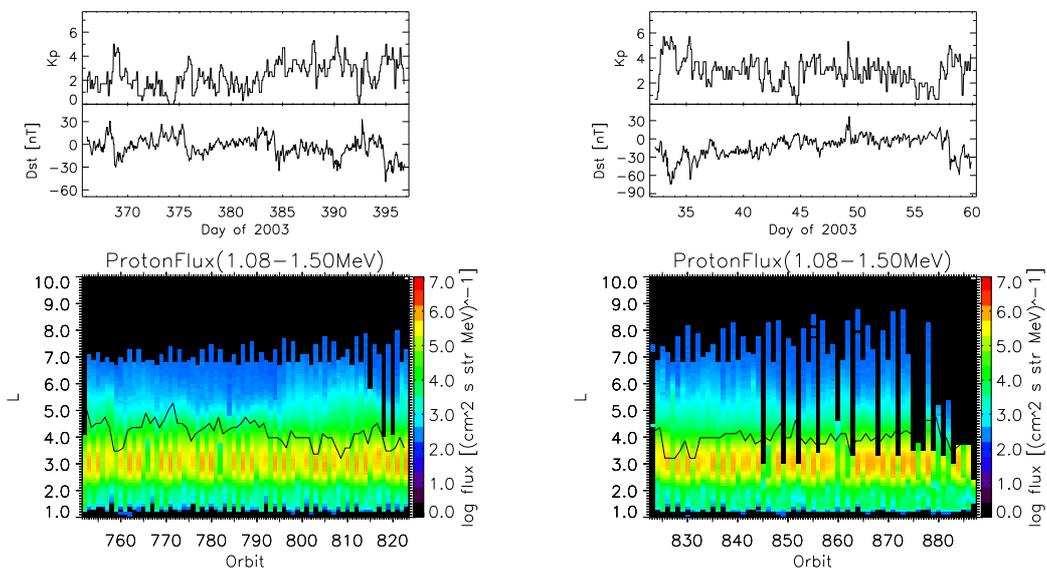


図 66: 図 71 と同様。ただし、2003 年 1 月 (左)。2003 年 2 月 (右)。

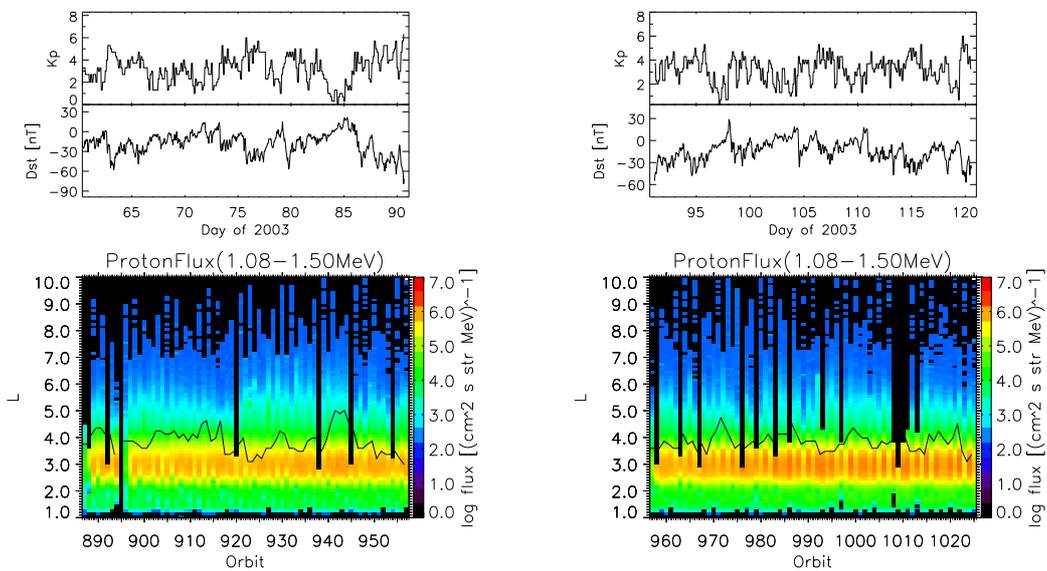


図 67: 図 71 と同様。ただし、2003 年 3 月 (左)。2003 年 4 月 (右)。

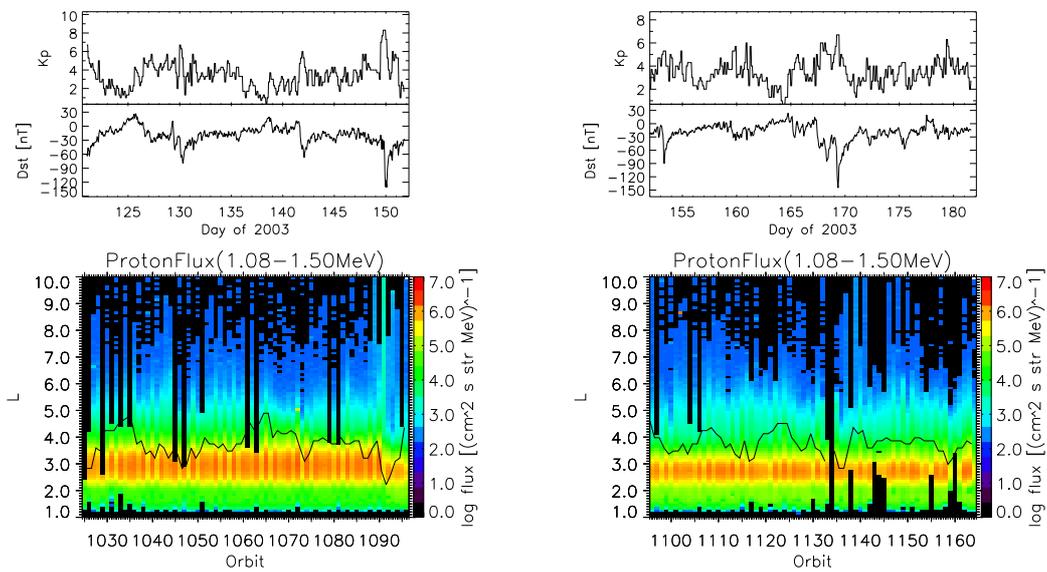


図 68: 図 71 と同様。ただし、2003 年 5 月 (左)。2003 年 6 月 (右)。

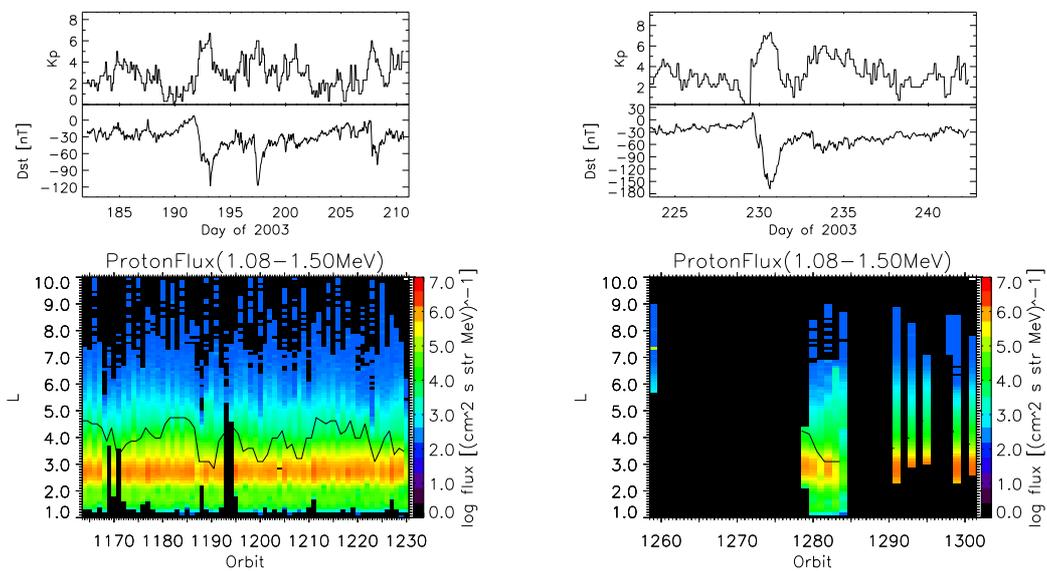


図 69: 図 71 と同様。ただし、2003 年 7 月 (左)。2003 年 8 月 (右)。

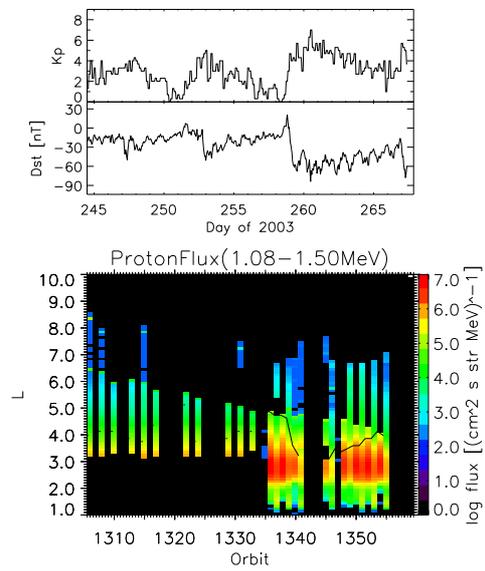


図 70: 図 71 と同様。ただし、2003 年 9 月。

## V 陽子フラックス (1.08 - 1.50 MeV)

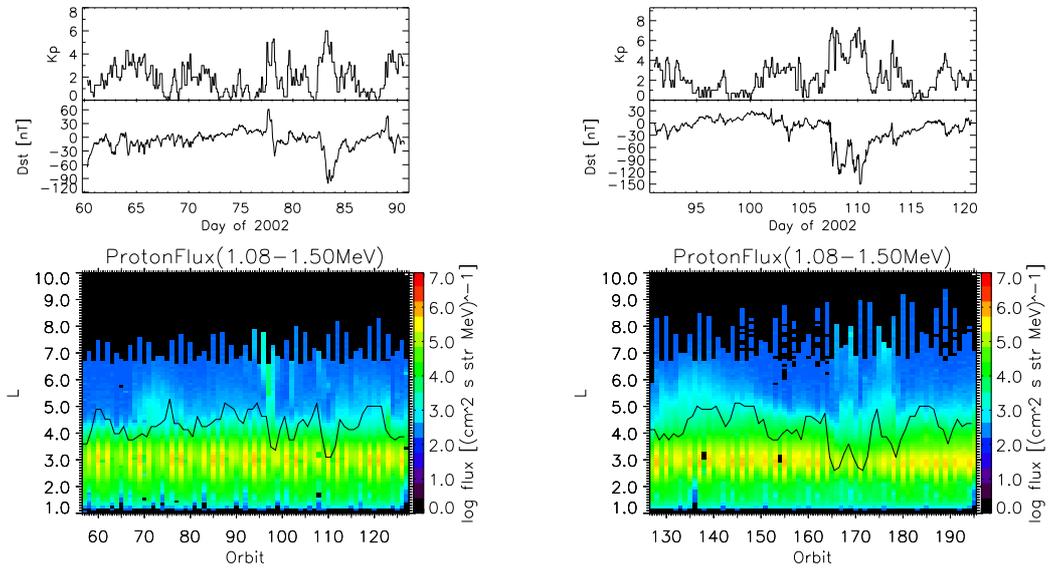


図 71: 図 31 と同様。ただし、陽子フラックス (1.08 - 1.50 MeV) であり、2002 年 3 月 (左) と 2002 年 4 月 (右)。

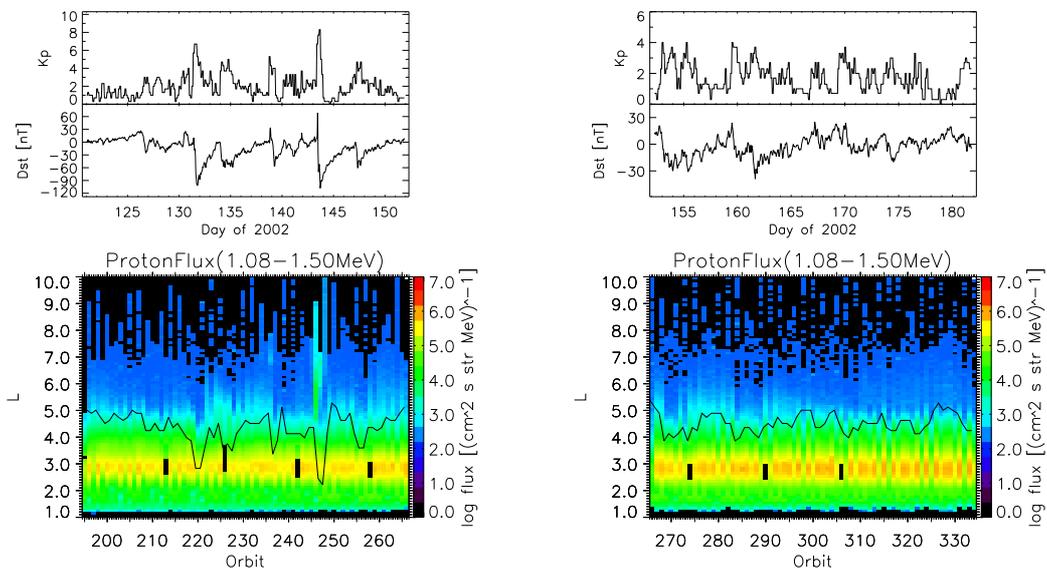


図 72: 図 71 と同様。ただし、2002 年 5 月 (左)。2002 年 6 月 (右)。

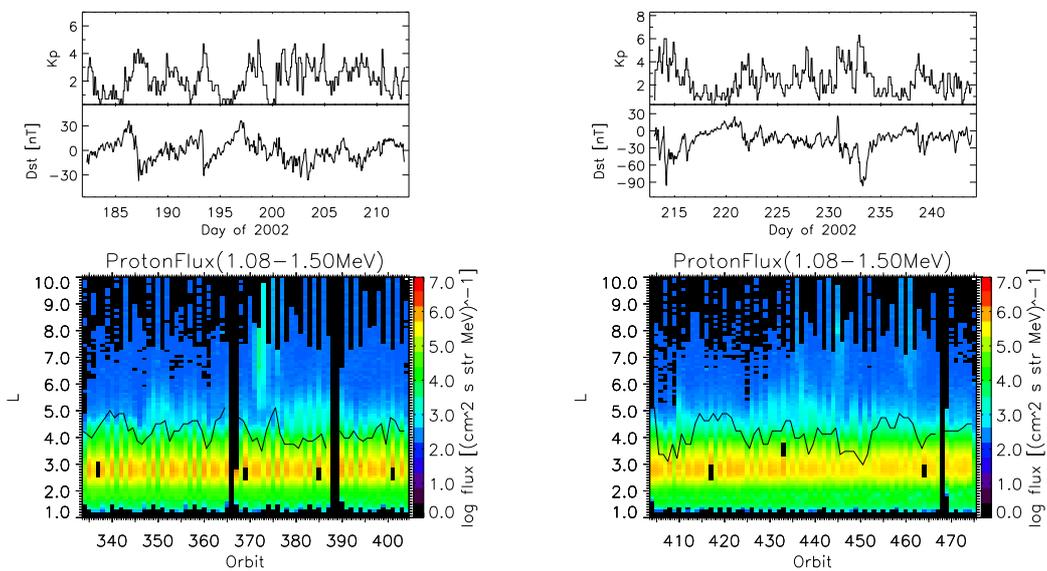


図 73: 図 71 と同様。ただし、2002 年 7 月 (左)。2002 年 8 月 (右)。

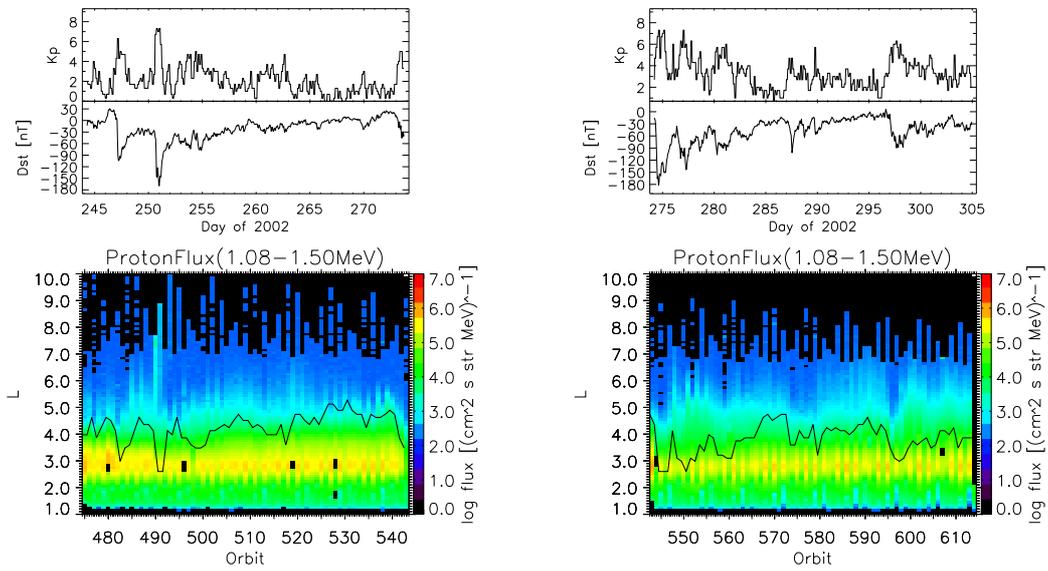


図 74: 図 71 と同様。ただし、2002 年 9 月 (左)。2002 年 10 月 (右)。

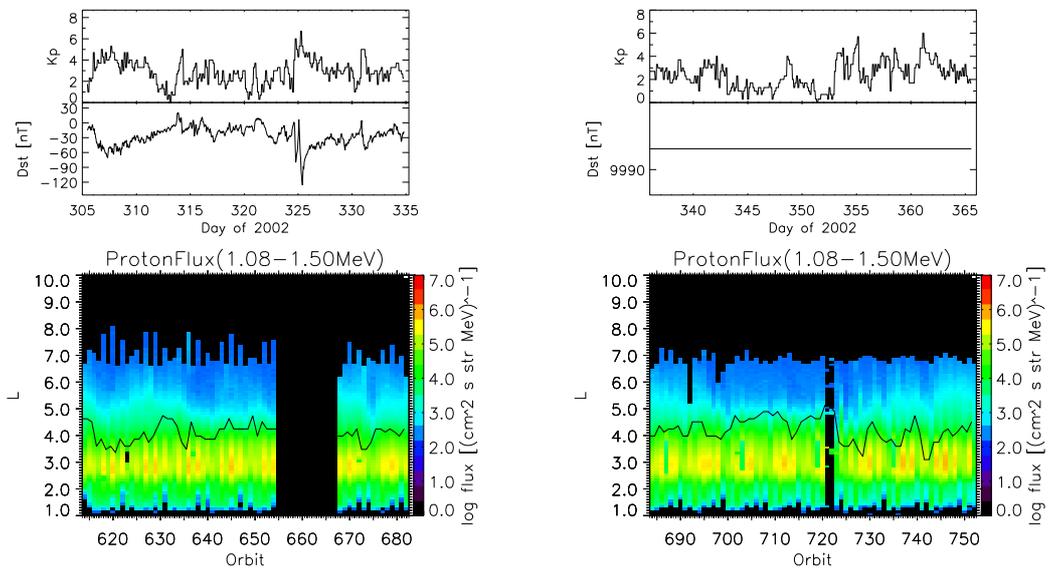


図 75: 図 71 と同様。ただし、2002 年 11(左) 月。2002 年 12(右) 月。

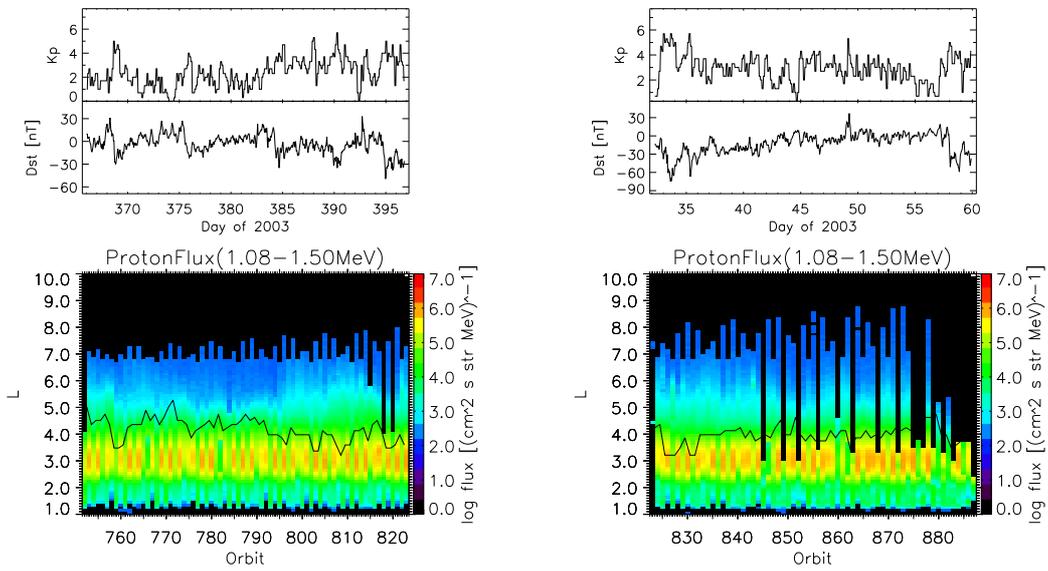


図 76: 図 71 と同様。ただし、2003 年 1 月 (左)。2003 年 2 月 (右)。

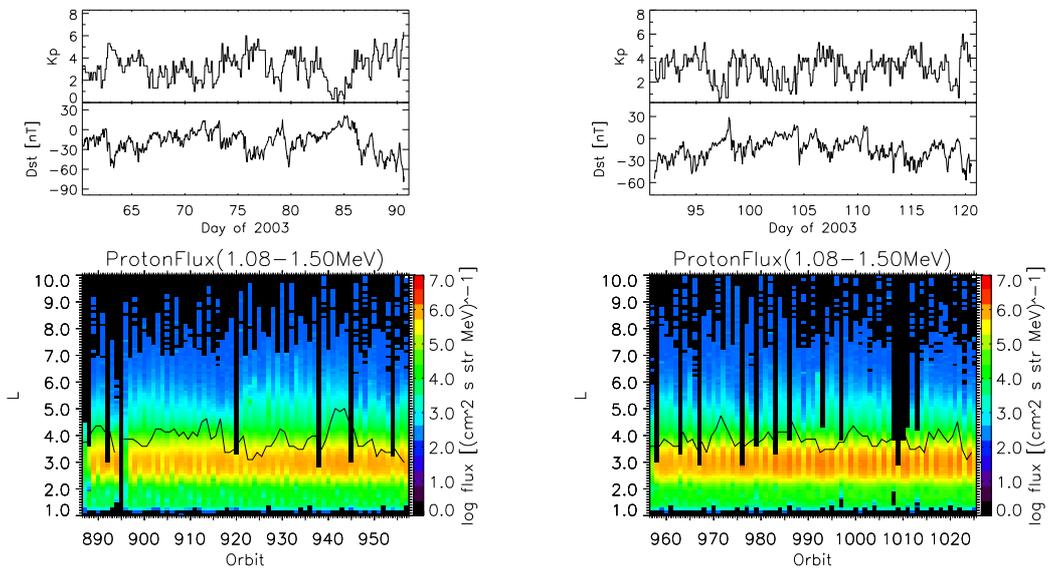


図 77: 図 71 と同様。ただし、2003 年 3 月 (左)。2003 年 4 月 (右)。

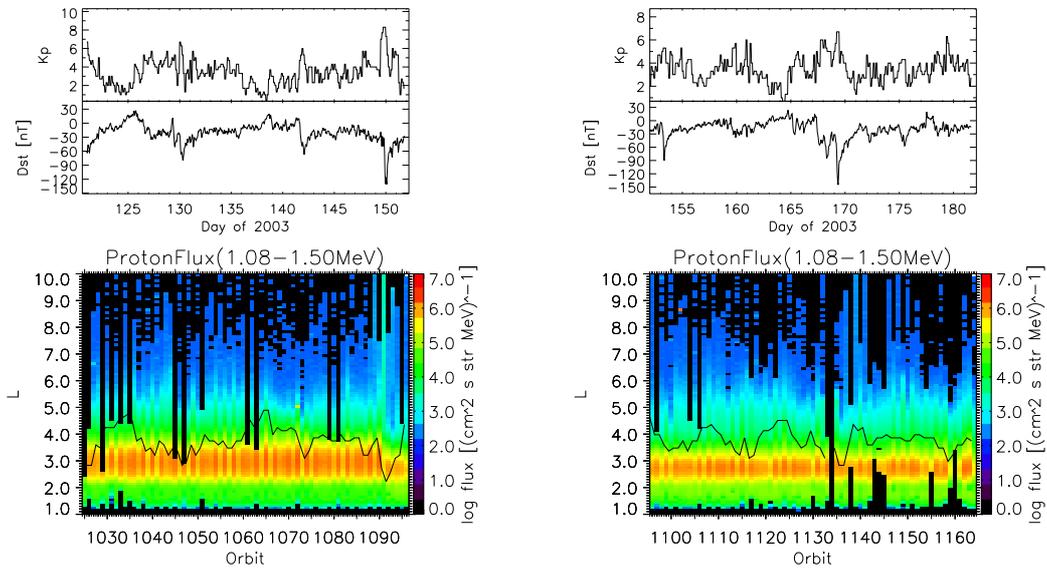


図 78: 図 71 と同様。ただし、2003 年 5 月 (左)。2003 年 6 月 (右)。

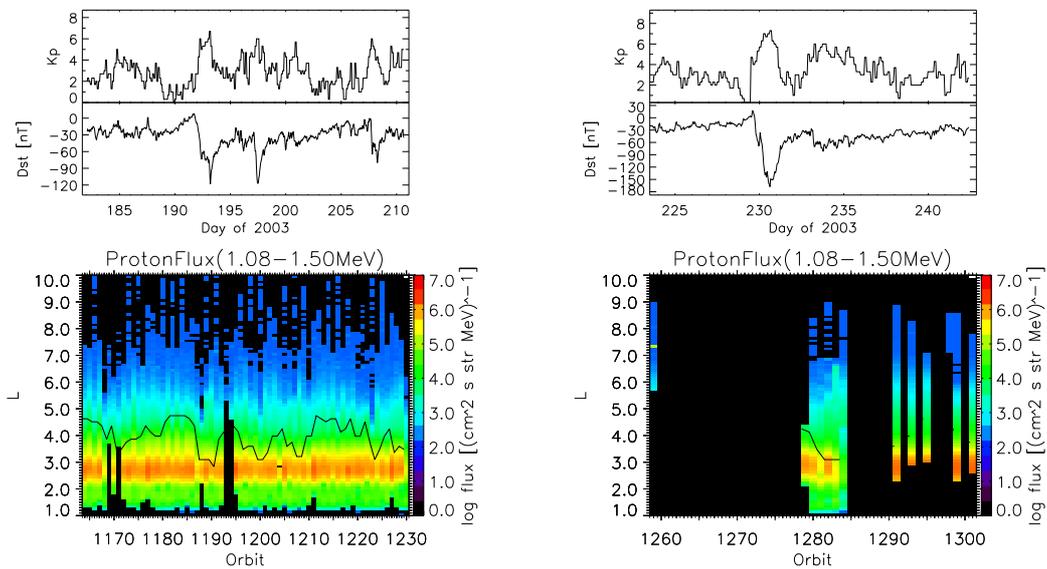


図 79: 図 71 と同様。ただし、2003 年 7 月 (左)。2003 年 8 月 (右)。

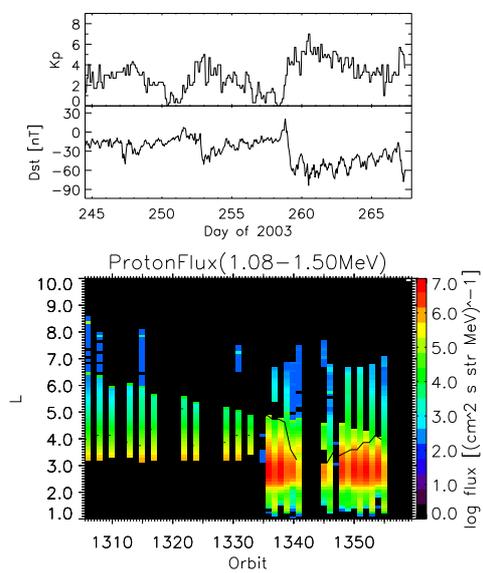


図 80: 図 71 と同様。ただし、2003 年 9 月。

## VI 陽子フラックス (1.46 - 2.01 MeV)

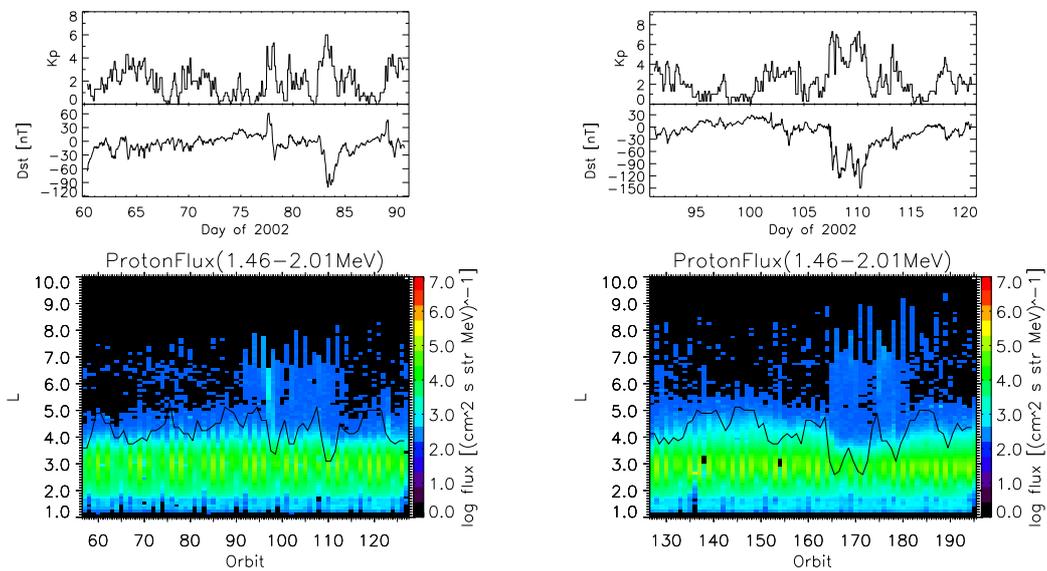


図 81: 図 31 と同様。ただし、陽子フラックス (1.46 - 2.01 MeV) であり、2002 年 3 月 (左) と 2002 年 4 月 (右)。

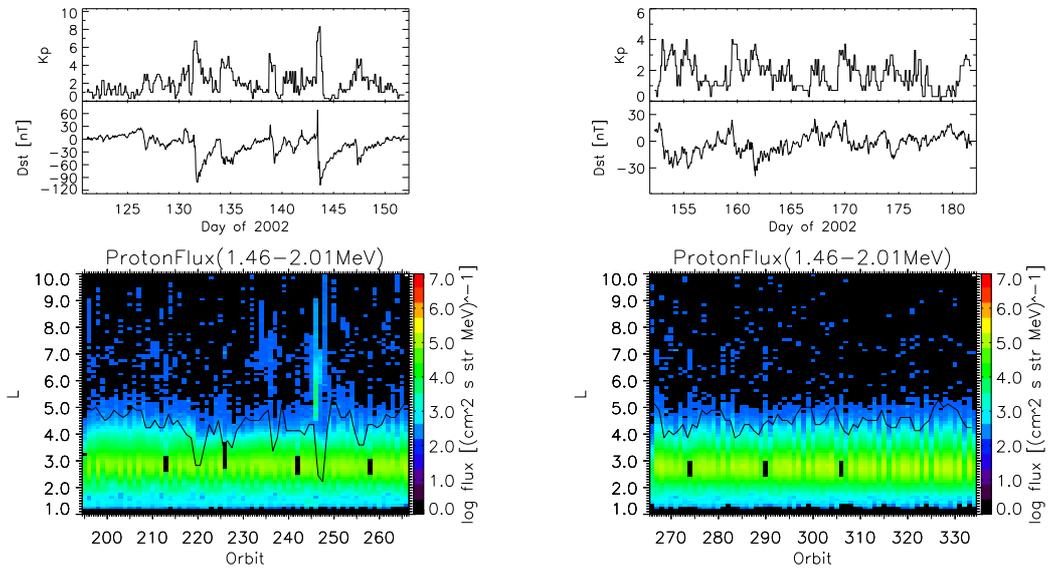


図 82: 図 81 と同様。ただし、2002 年 5 月 (左)。2002 年 6 月 (右)。

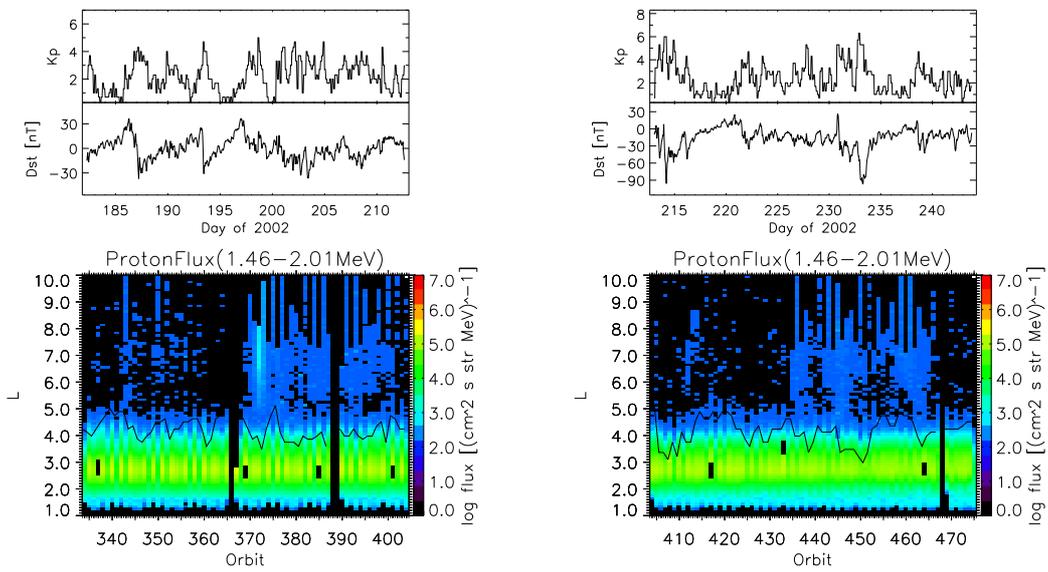


図 83: 図 81 と同様。ただし、2002 年 7 月 (左)。2002 年 8 月 (右)。

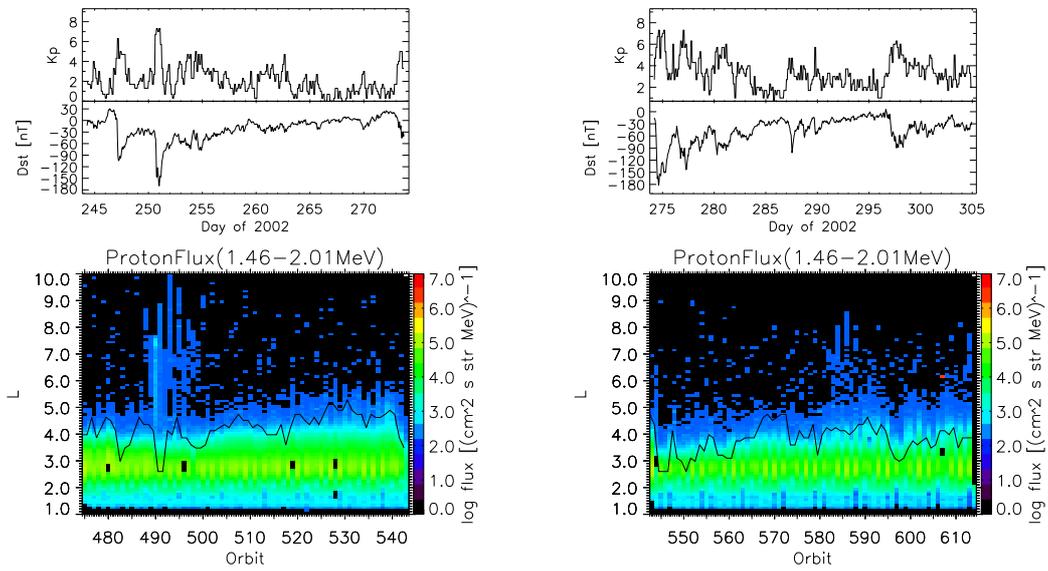


図 84: 図 81 と同様。ただし、2002 年 9 月 (左)。2002 年 10 月 (右)。

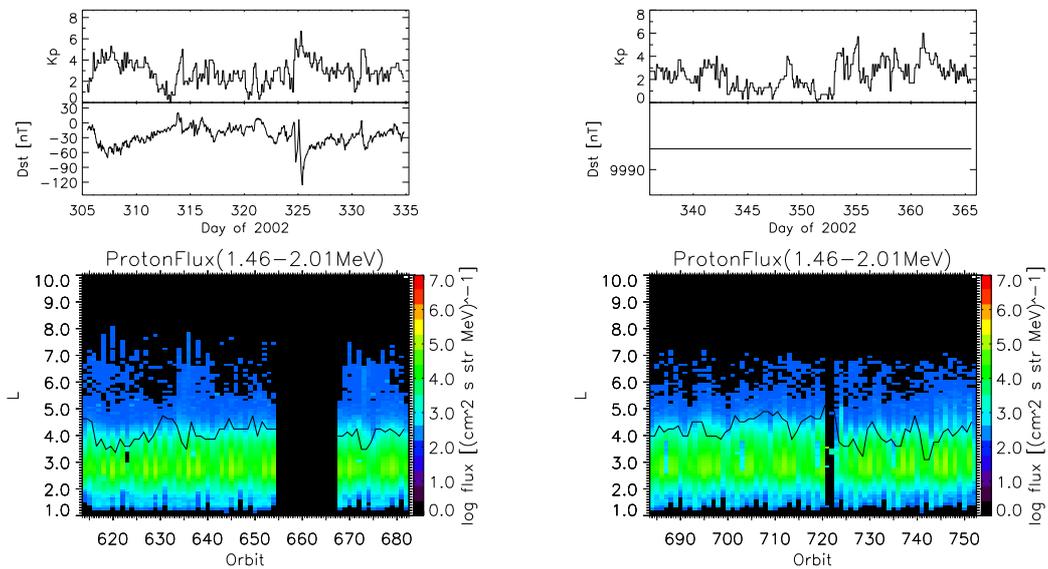


図 85: 図 81 と同様。ただし、2002 年 11(左) 月。2002 年 12(右) 月。

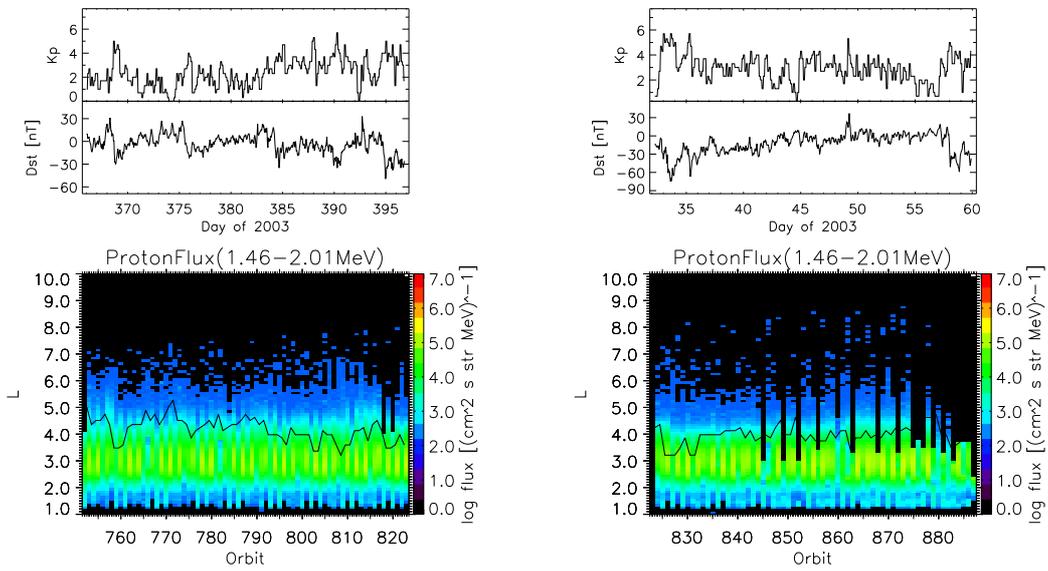


図 86: 図 81 と同様。ただし、2003 年 1 月 (左)。2003 年 2 月 (右)。

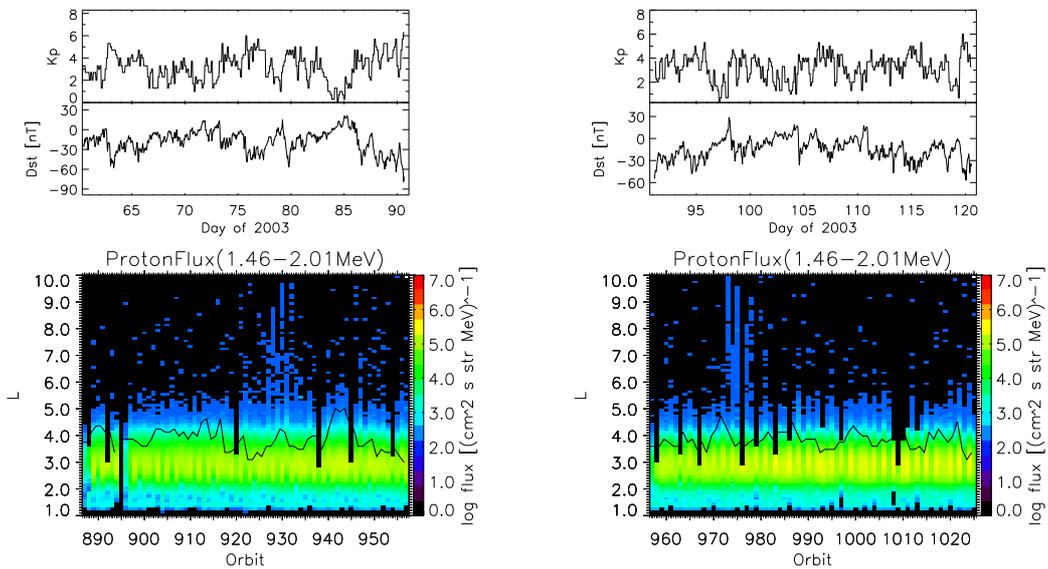


図 87: 図 81 と同様。ただし、2003 年 3 月 (左)。2003 年 4 月 (右)。

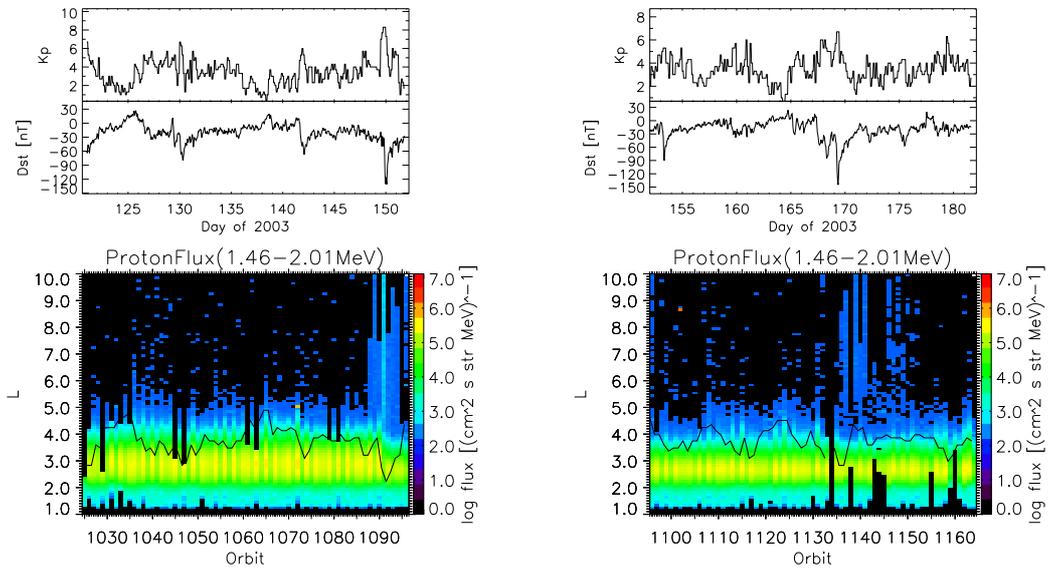


図 88: 図 81 と同様。ただし、2003 年 5 月 (左)。2003 年 6 月 (右)。

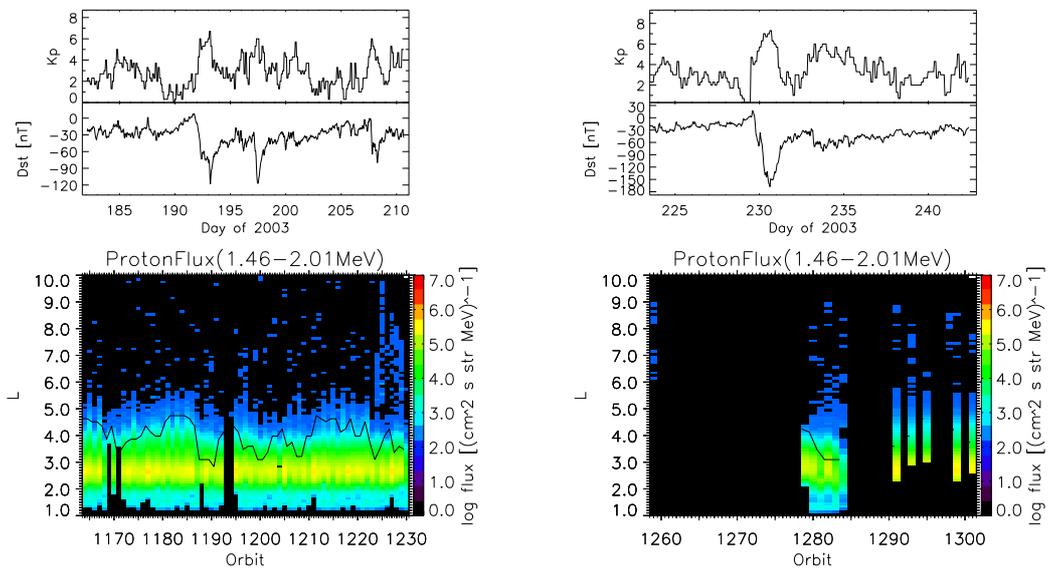


図 89: 図 81 と同様。ただし、2003 年 7 月 (左)。2003 年 8 月 (右)。

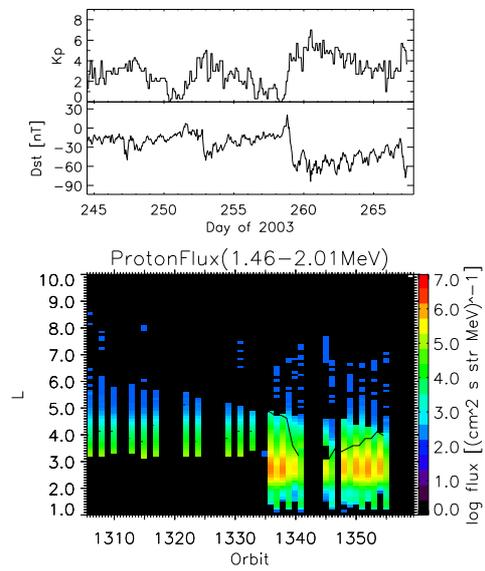


図 90: 図 81 と同様。ただし、2003 年 9 月。

## VII 陽子フラックス (1.60 - 2.70 MeV)

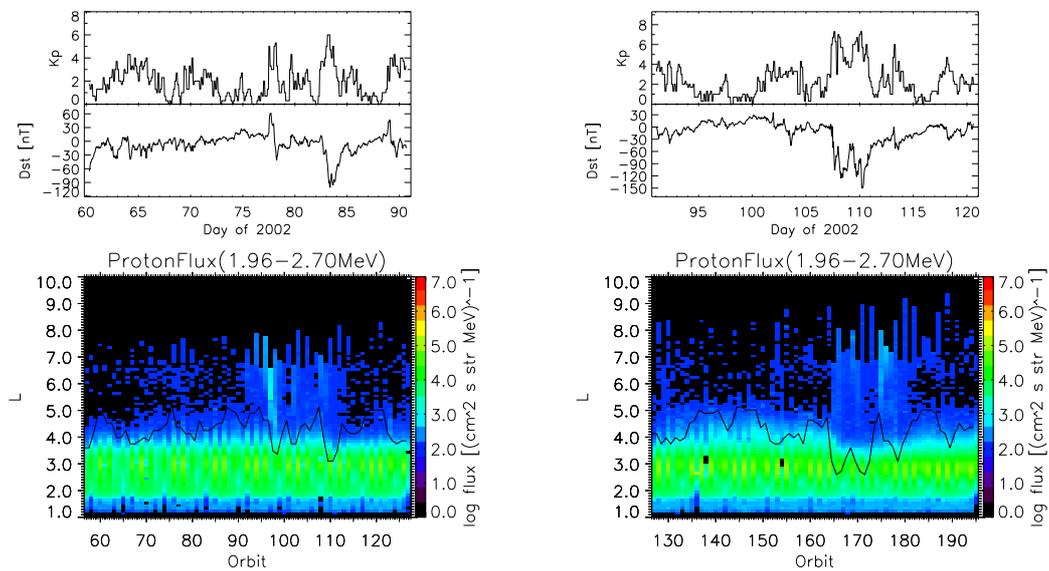


図 91: 図 31 と同様。ただし、陽子フラックス (1.60 - 2.70 MeV) であり、2002 年 3 月 (左) と 2002 年 4 月 (右)。

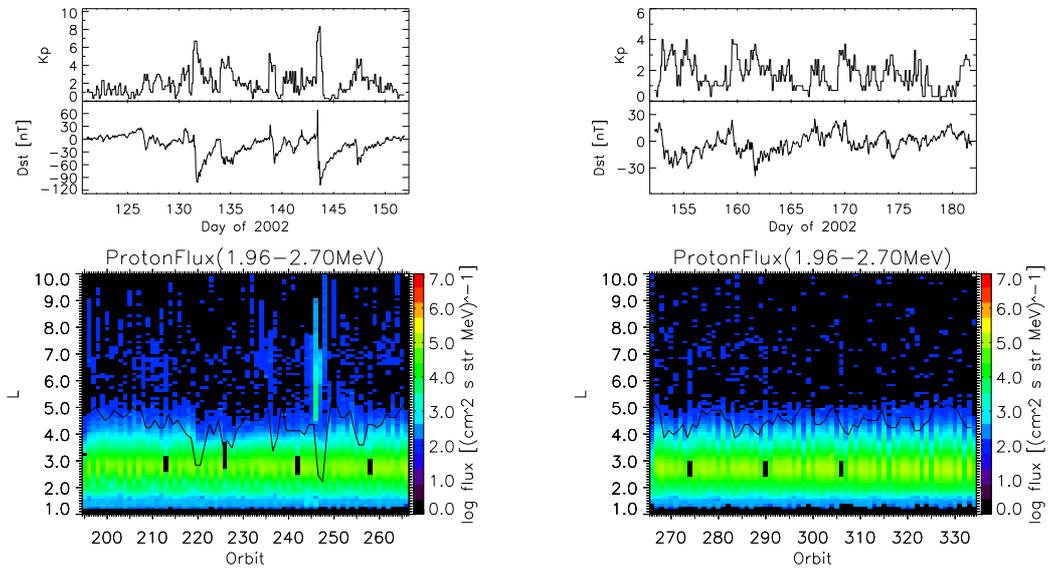


図 92: 図 91 と同様。ただし、2002 年 5 月 (左)。2002 年 6 月 (右)。

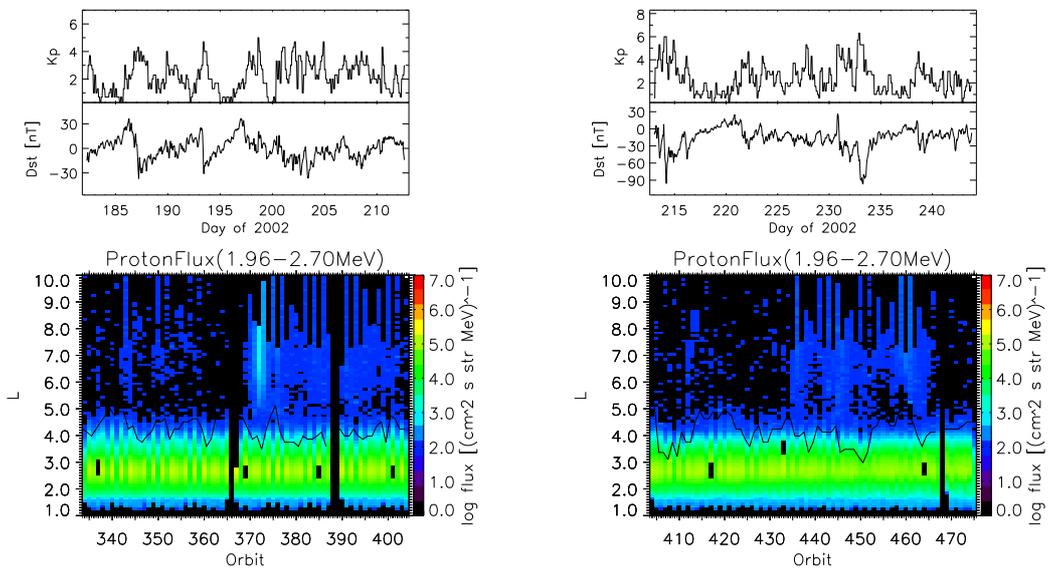


図 93: 図 91 と同様。ただし、2002 年 7 月 (左)。2002 年 8 月 (右)。

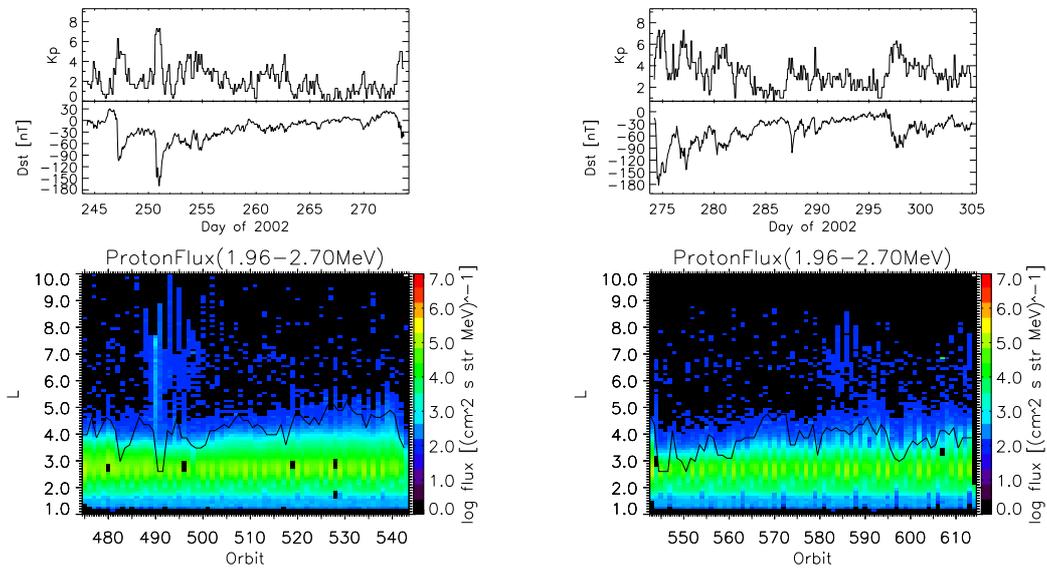


図 94: 図 91 と同様。ただし、2002 年 9 月 (左)。2002 年 10 月 (右)。

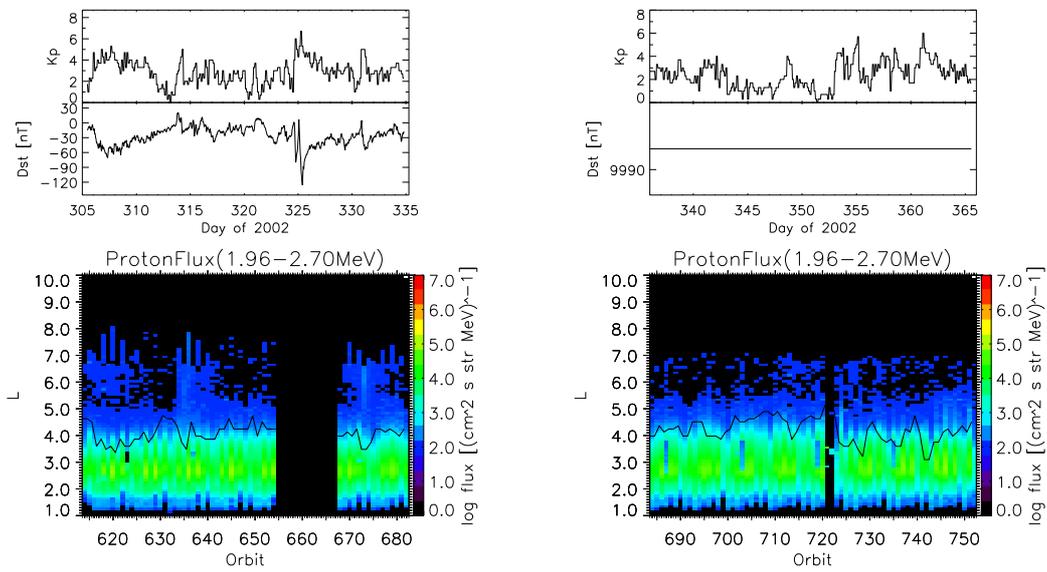


図 95: 図 91 と同様。ただし、2002 年 11(左) 月。2002 年 12(右) 月。

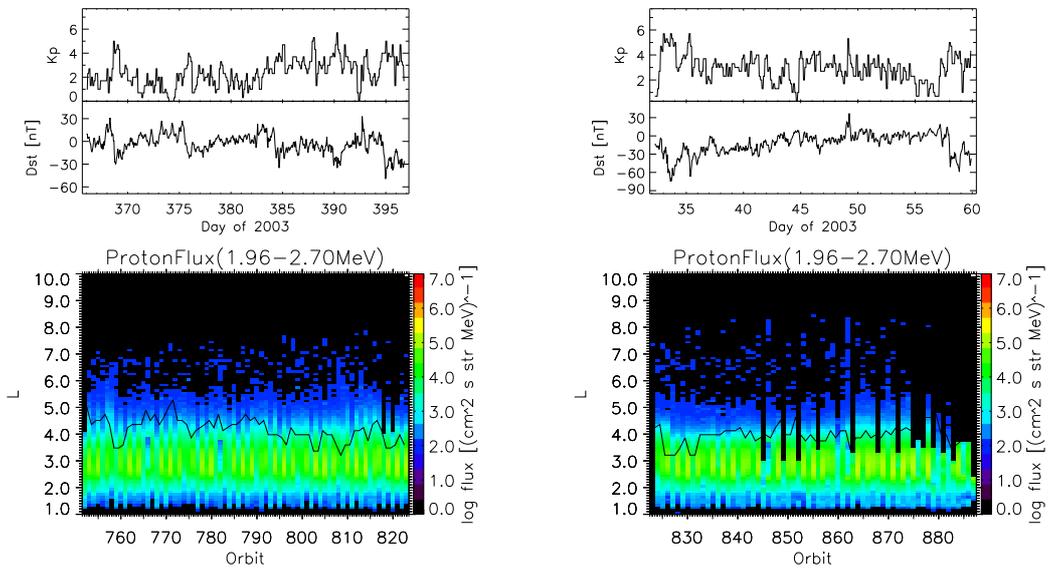


図 96: 図 91 と同様。ただし、2003 年 1 月 (左)。2003 年 2 月 (右)。

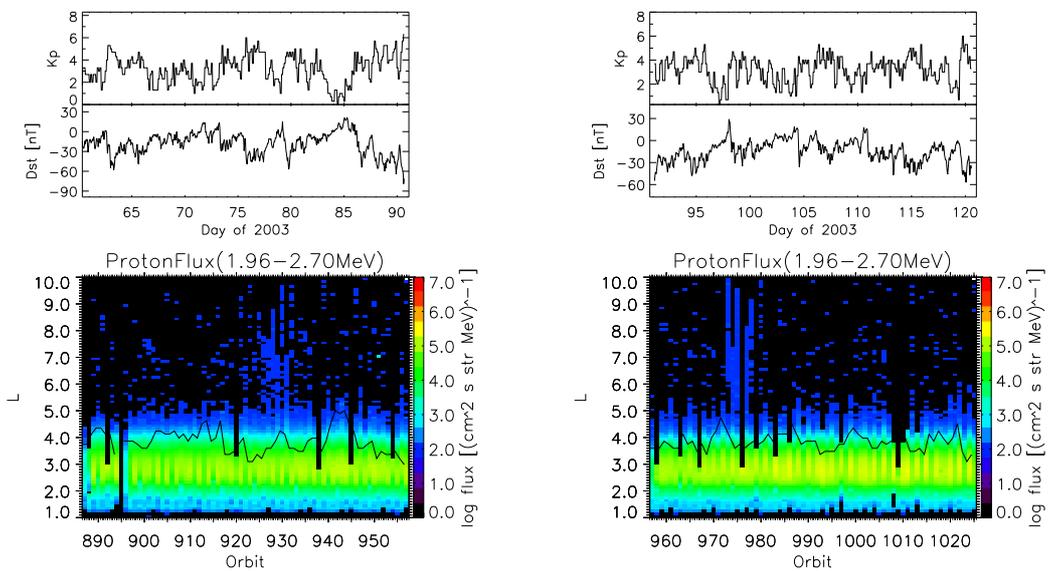


図 97: 図 91 と同様。ただし、2003 年 3 月 (左)。2003 年 4 月 (右)。

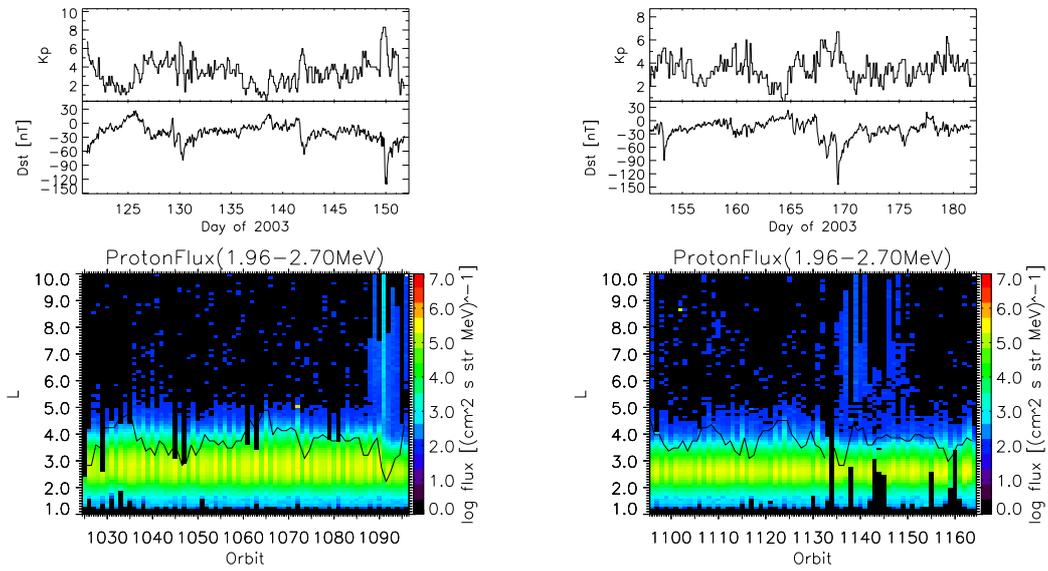


図 98: 図 91 と同様。ただし、2003 年 5 月 (左)。2003 年 6 月 (右)。

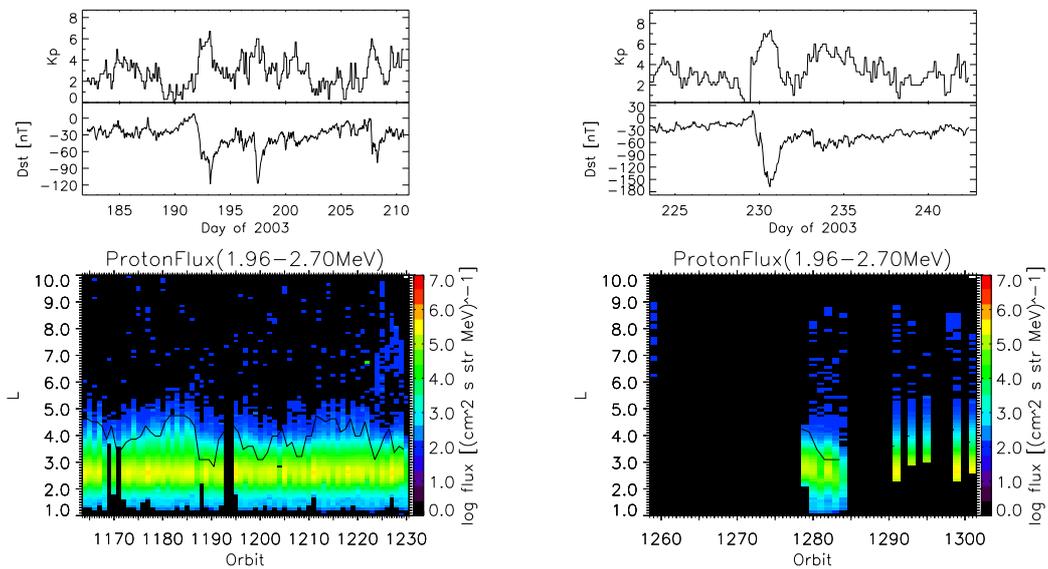


図 99: 図 91 と同様。ただし、2003 年 7 月 (左)。2003 年 8 月 (右)。

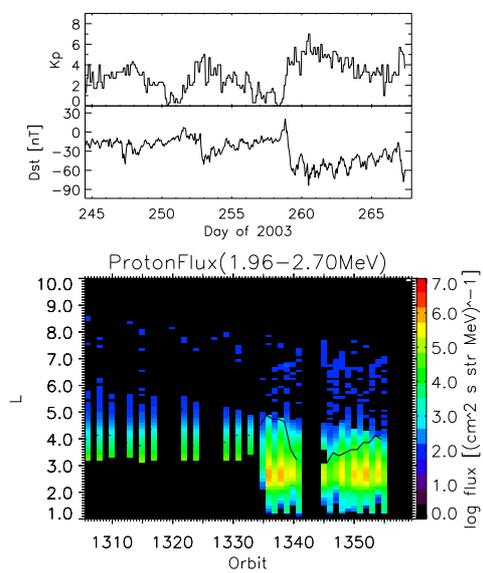


図 100: 図 91 と同様。ただし、2003 年 9 月。

## VIII 陽子フラックス (2.66 - 3.74 MeV)

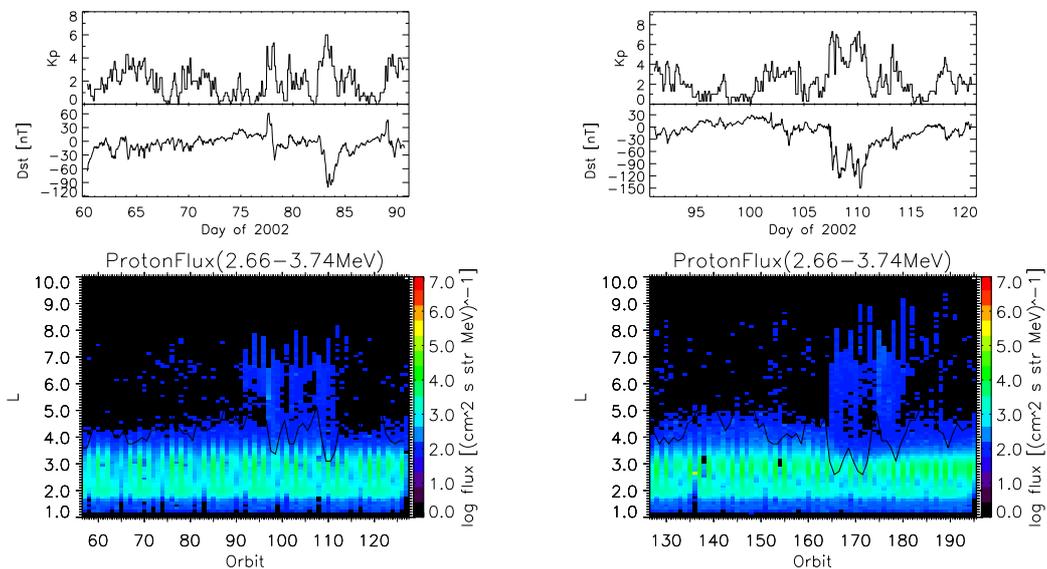


図 101: 図 31 と同様。ただし、陽子フラックス (2.66 - 3.74 MeV) であり、2002 年 3 月 (左) と 2002 年 4 月 (右)。

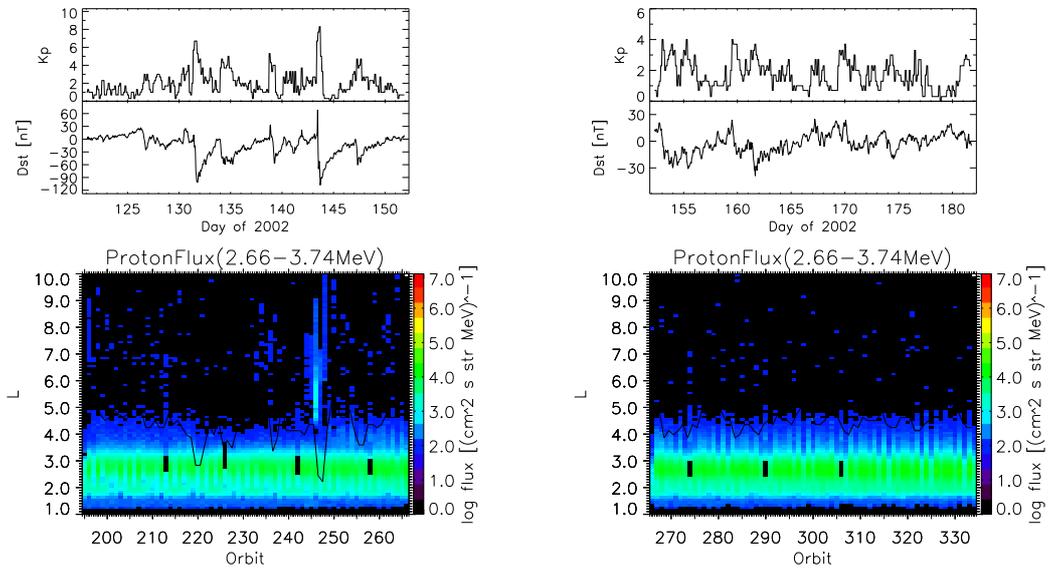


図 102: 図 101 と同様。ただし、2002 年 5 月 (左)。2002 年 6 月 (右)。

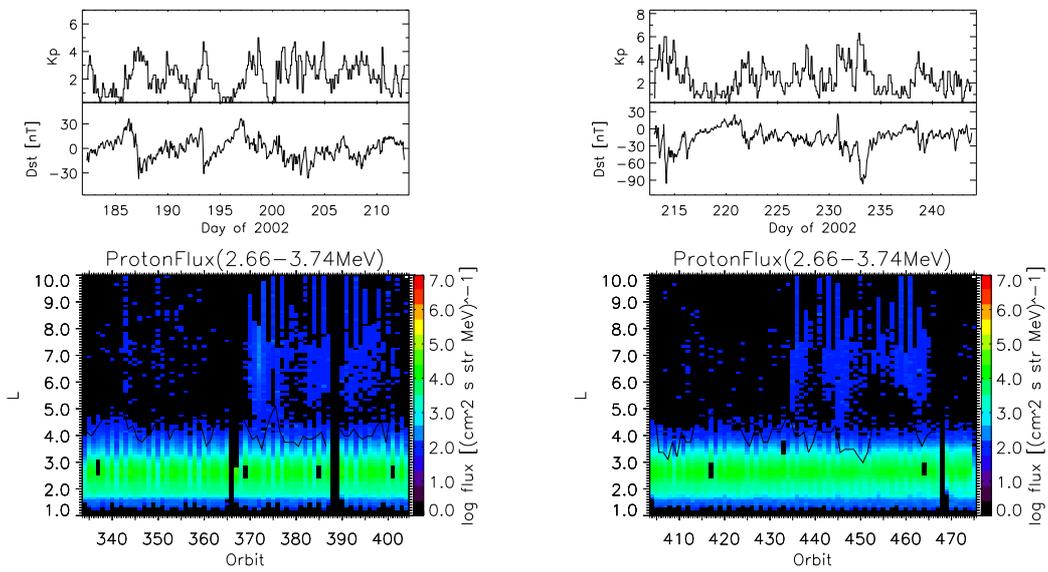


図 103: 図 101 と同様。ただし、2002 年 7 月 (左)。2002 年 8 月 (右)。

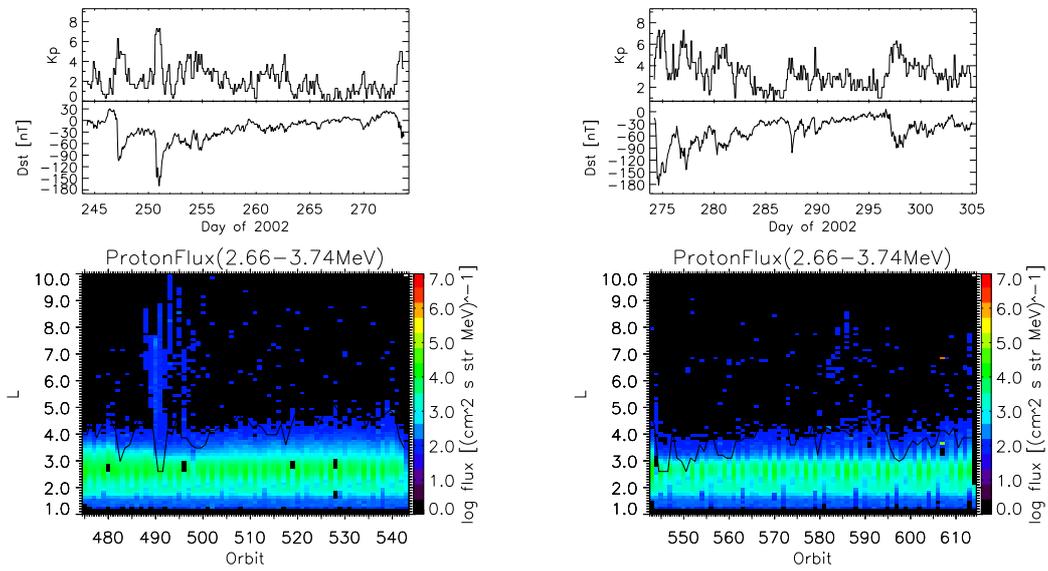


図 104: 図 101 と同様。ただし、2002 年 9 月 (左)。2002 年 10 月 (右)。

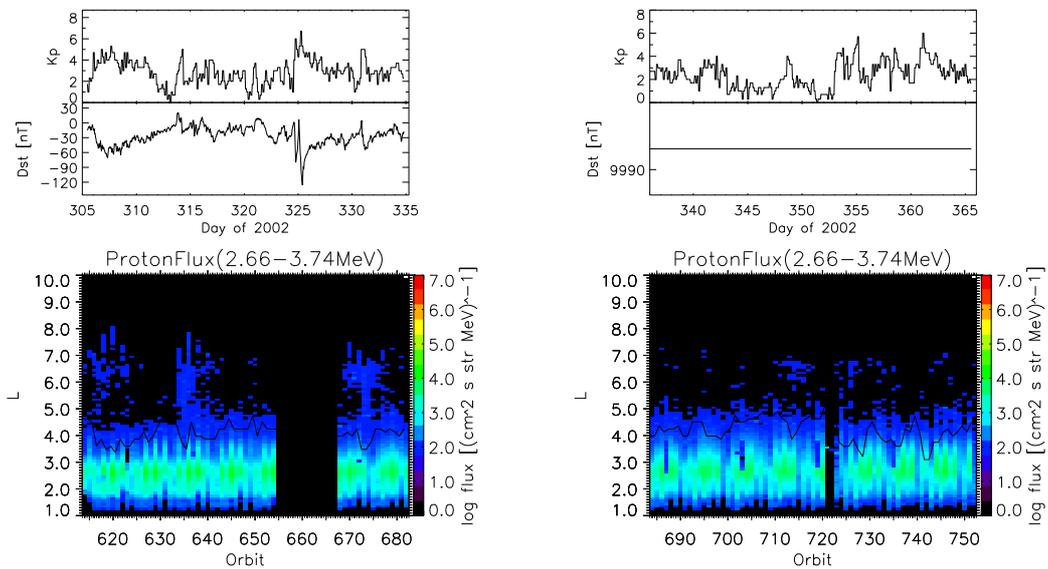


図 105: 図 101 と同様。ただし、2002 年 11(左) 月。2002 年 12(右) 月。

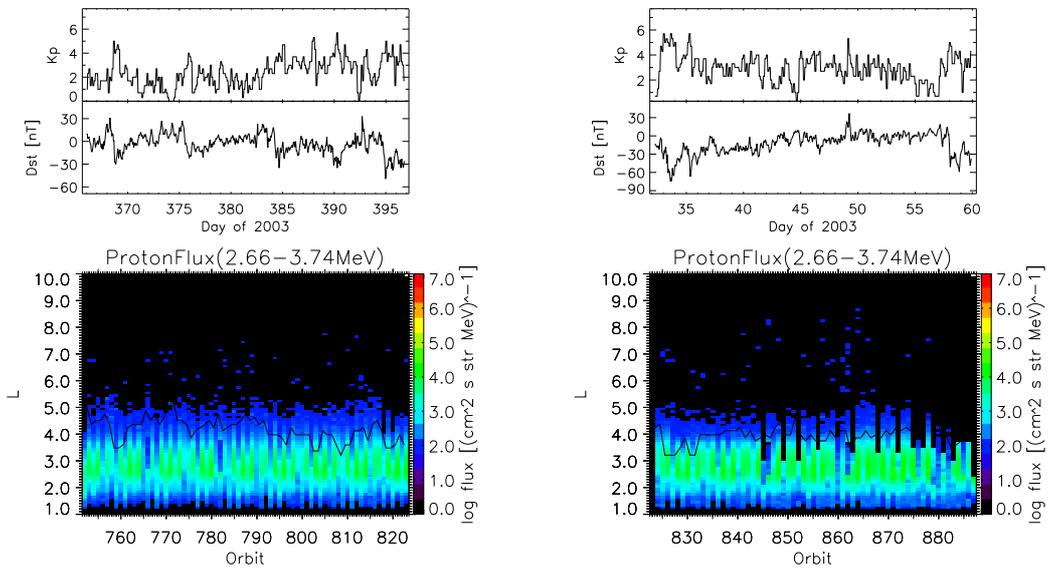


図 106: 図 101 と同様。ただし、2003 年 1 月 (左)。2003 年 2 月 (右)。

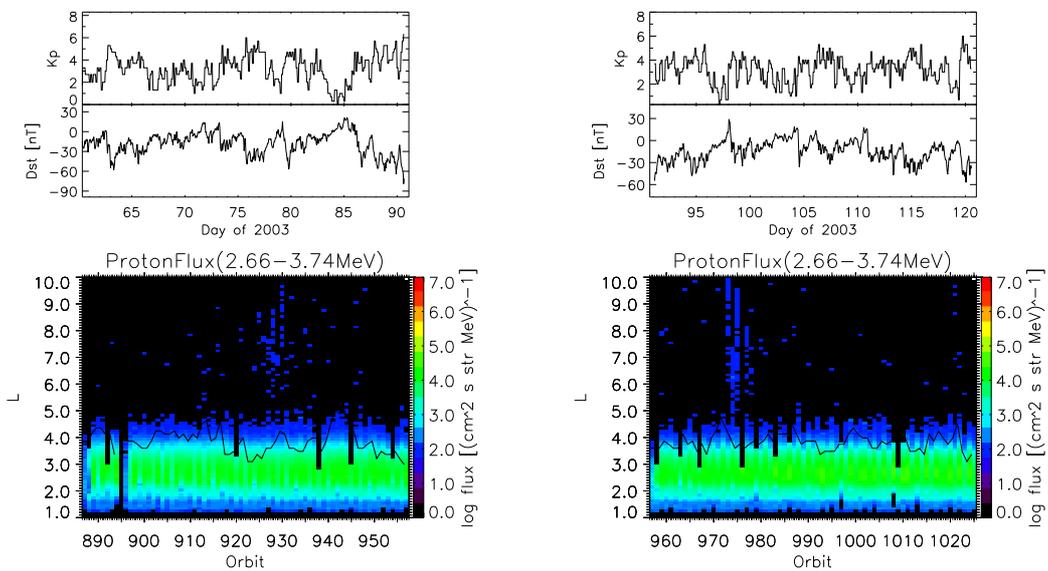


図 107: 図 101 と同様。ただし、2003 年 3 月 (左)。2003 年 4 月 (右)。

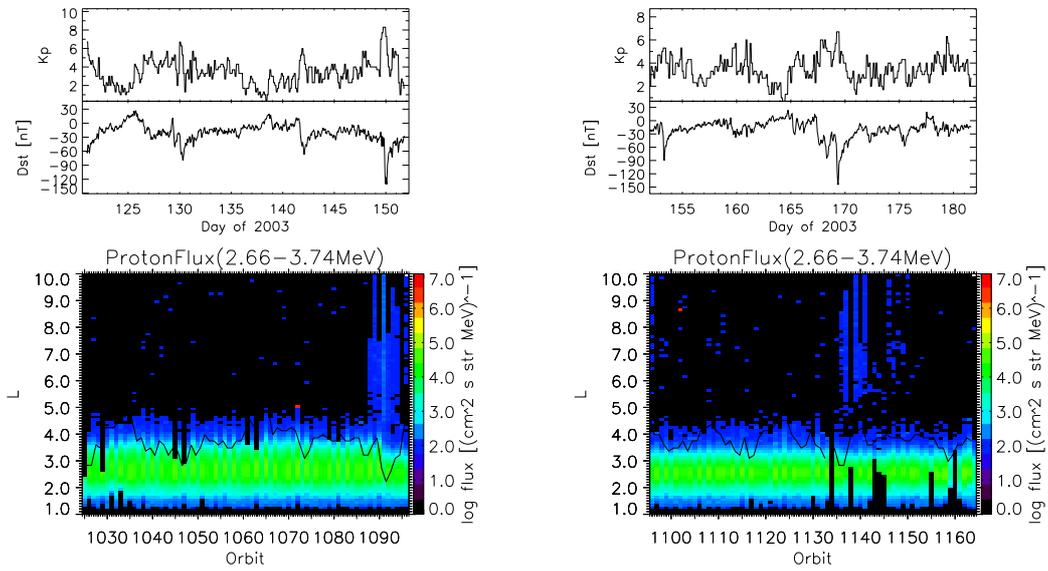


図 108: 図 101 と同様。ただし、2003 年 5 月 (左)。2003 年 6 月 (右)。

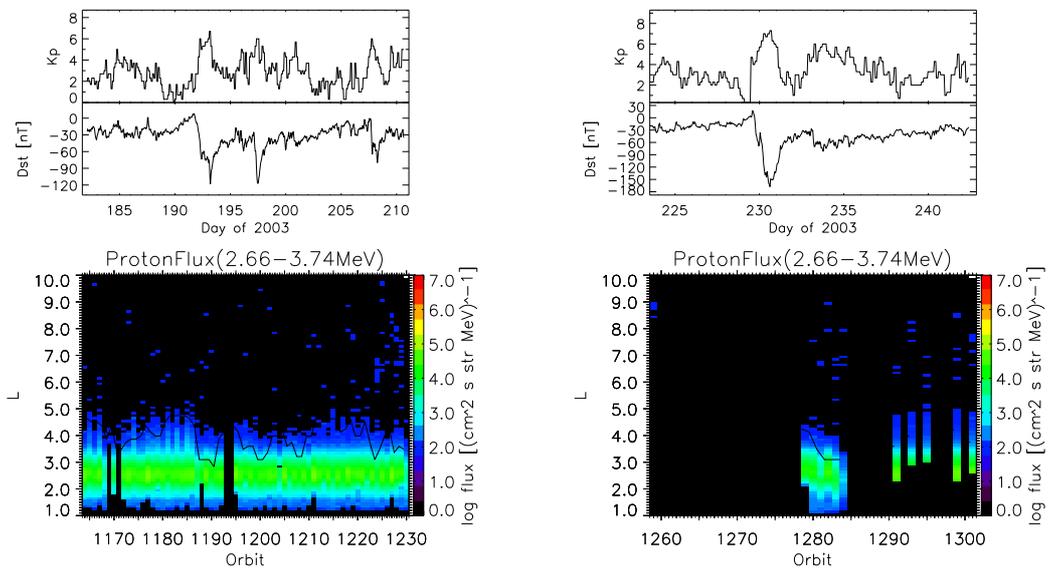


図 109: 図 101 と同様。ただし、2003 年 7 月 (左)。2003 年 8 月 (右)。

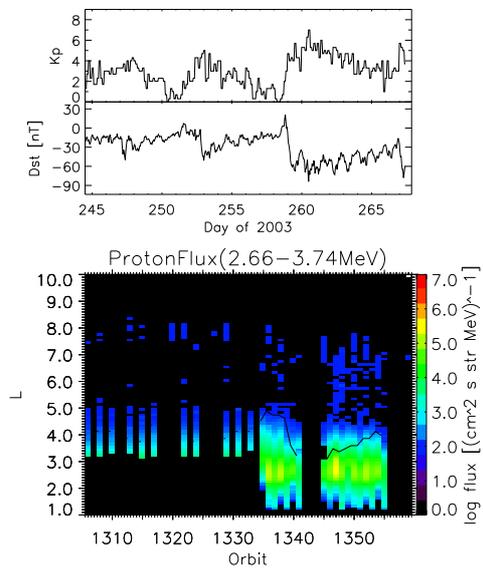


図 110: 図 101 と同様。ただし、2003 年 9 月。

## IX 陽子フラックス (3.73 - 5.38 MeV)

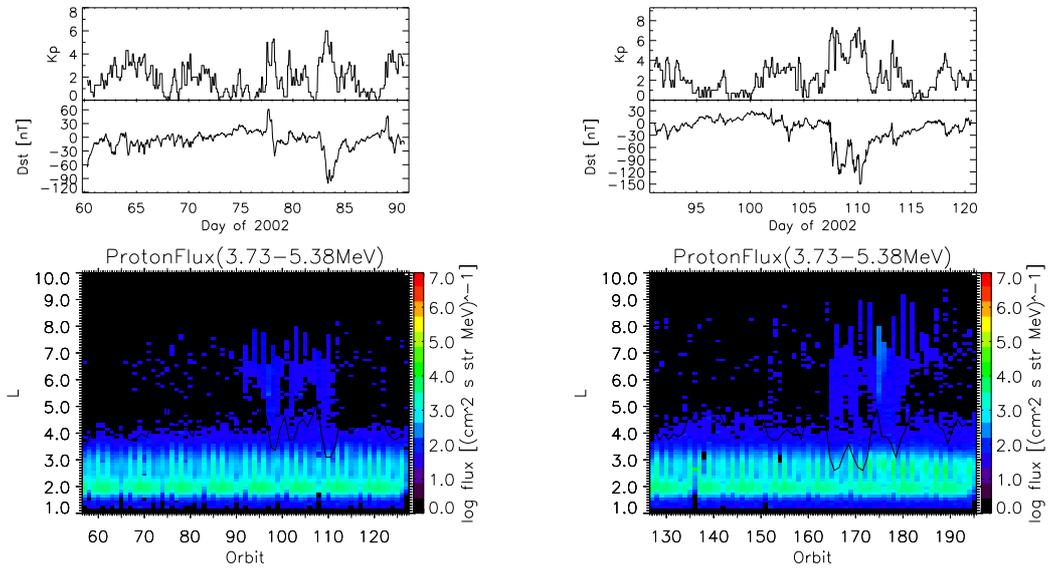


図 111: 図 31 と同様。ただし、陽子フラックス (3.73 - 5.38 MeV) であり、2002 年 3 月 (左) と 2002 年 4 月 (右)。

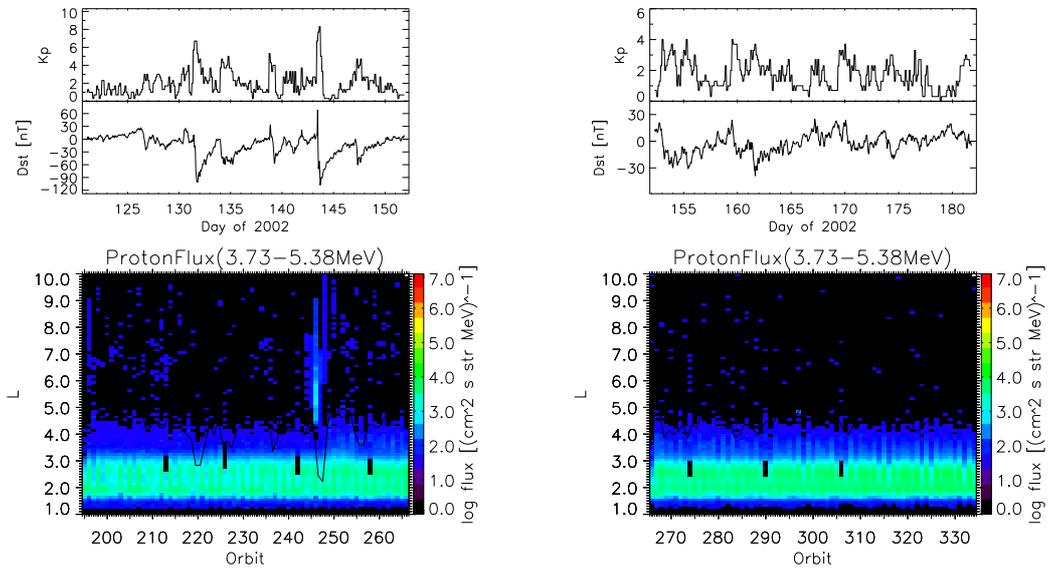


図 112: 図 111 と同様。ただし、2002 年 5 月 (左)。2002 年 6 月 (右)。

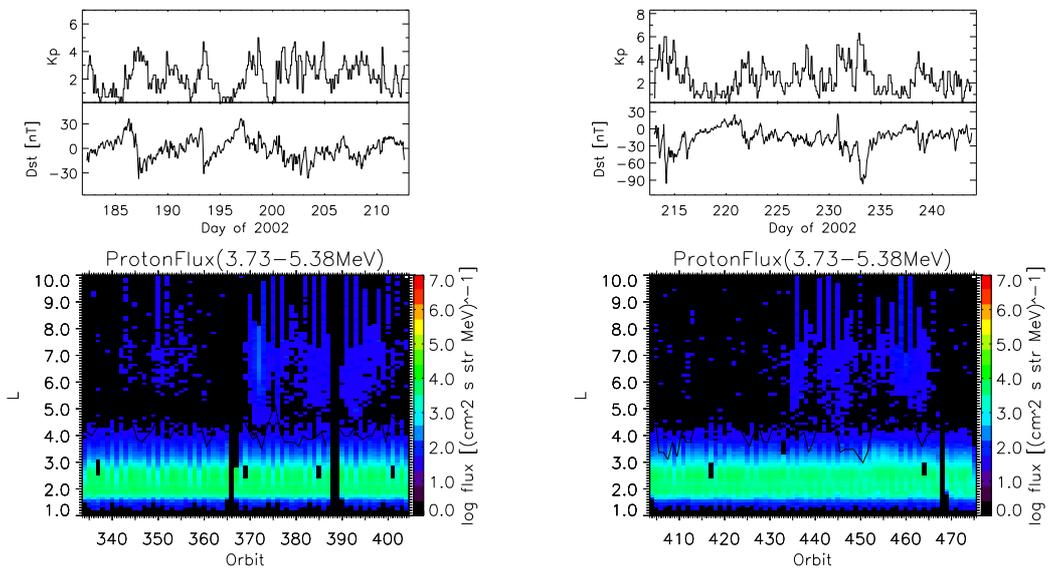


図 113: 図 111 と同様。ただし、2002 年 7 月 (左)。2002 年 8 月 (右)。

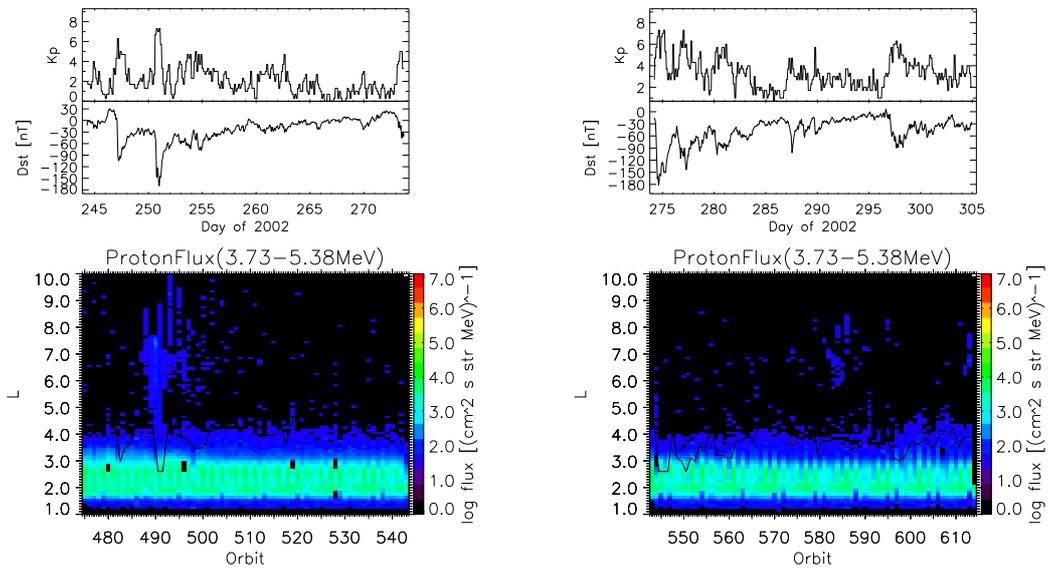


図 114: 図 111 と同様。ただし、2002 年 9 月 (左)。2002 年 10 月 (右)。

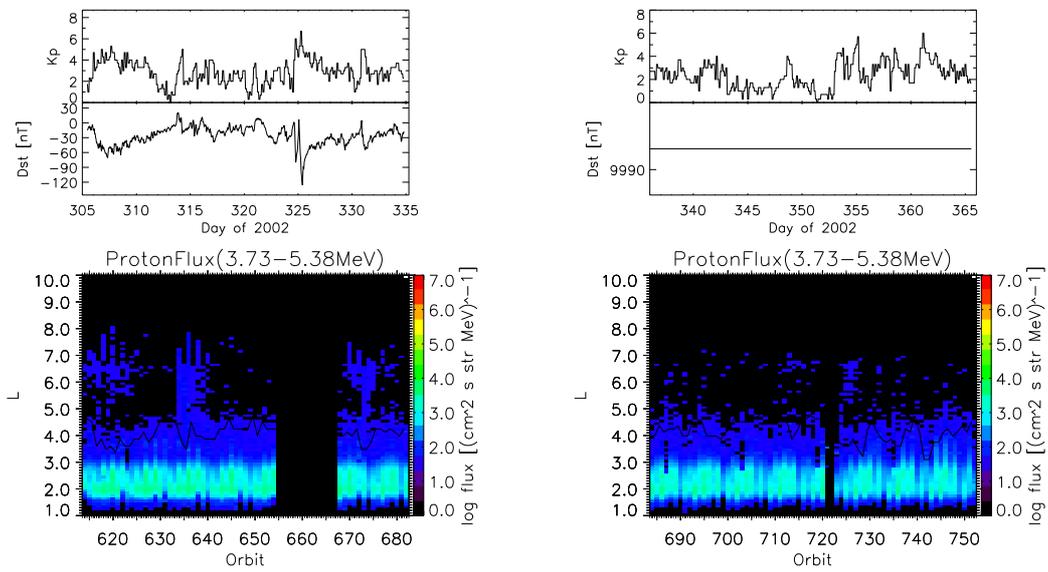


図 115: 図 111 と同様。ただし、2002 年 11(左) 月。2002 年 12(右) 月。

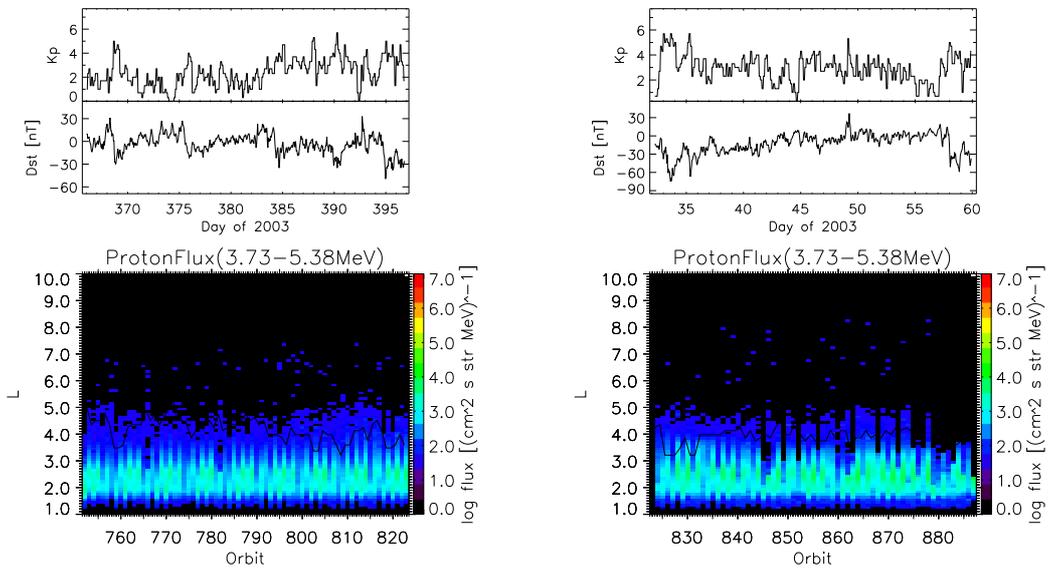


図 116: 図 111 と同様。ただし、2003 年 1 月 (左)。2003 年 2 月 (右)。

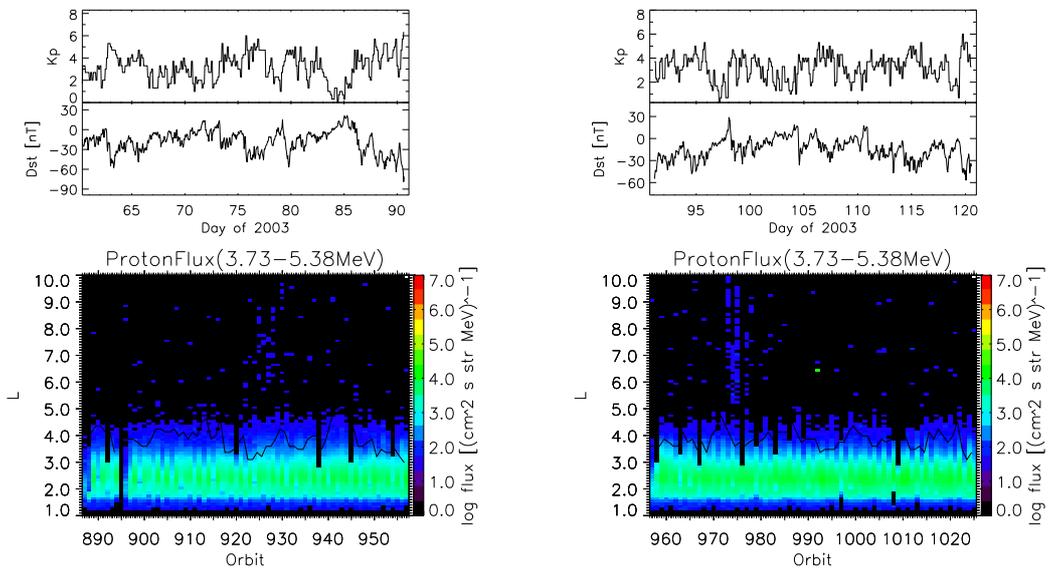


図 117: 図 111 と同様。ただし、2003 年 3 月 (左)。2003 年 4 月 (右)。

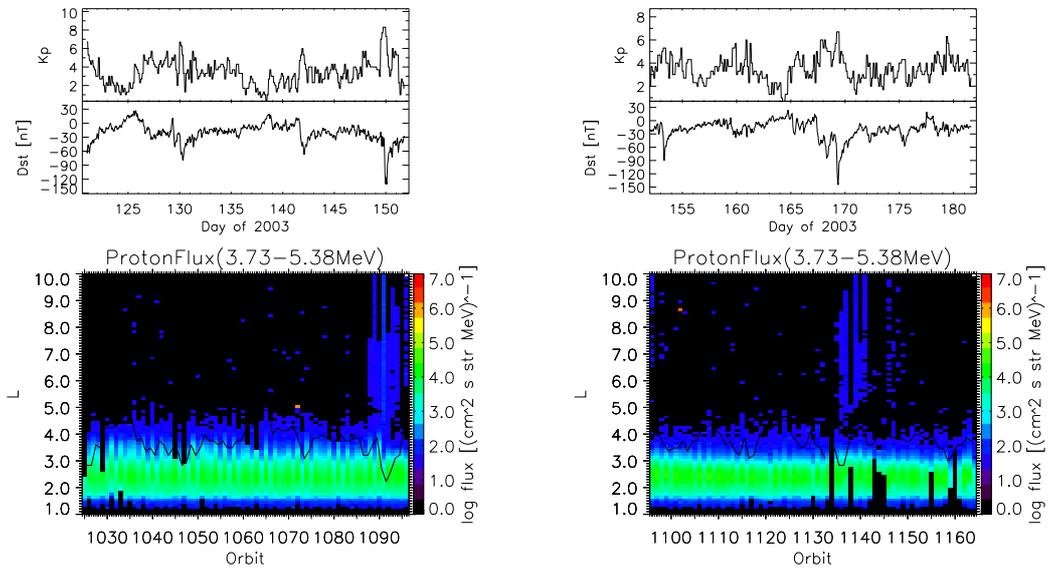


図 118: 図 111 と同様。ただし、2003 年 5 月 (左)。2003 年 6 月 (右)。

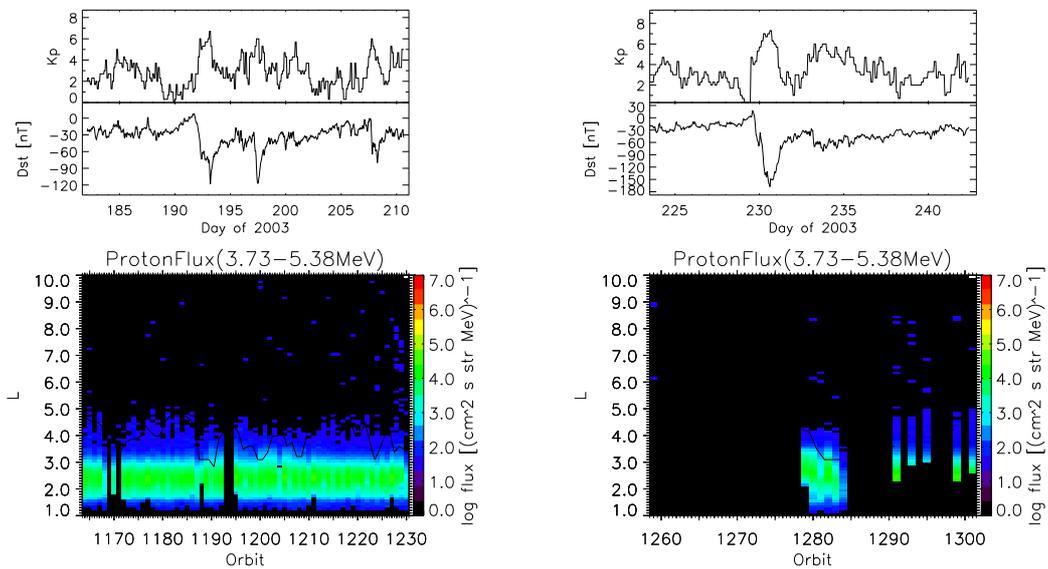


図 119: 図 111 と同様。ただし、2003 年 7 月 (左)。2003 年 8 月 (右)。

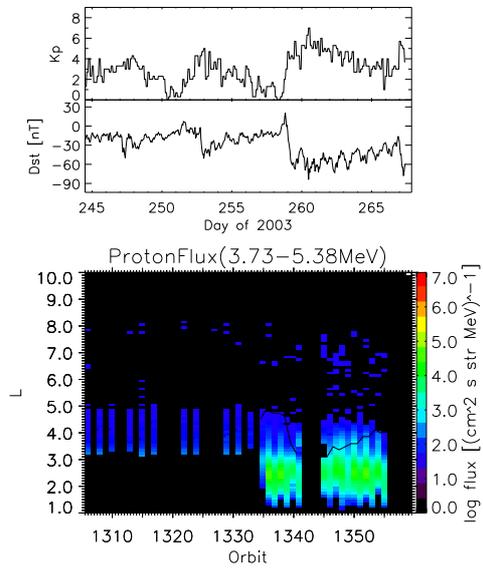


図 120: 図 111 と同様。ただし、2003 年 9 月。

## X 陽子フラックス (5.73 - 7.98 MeV)

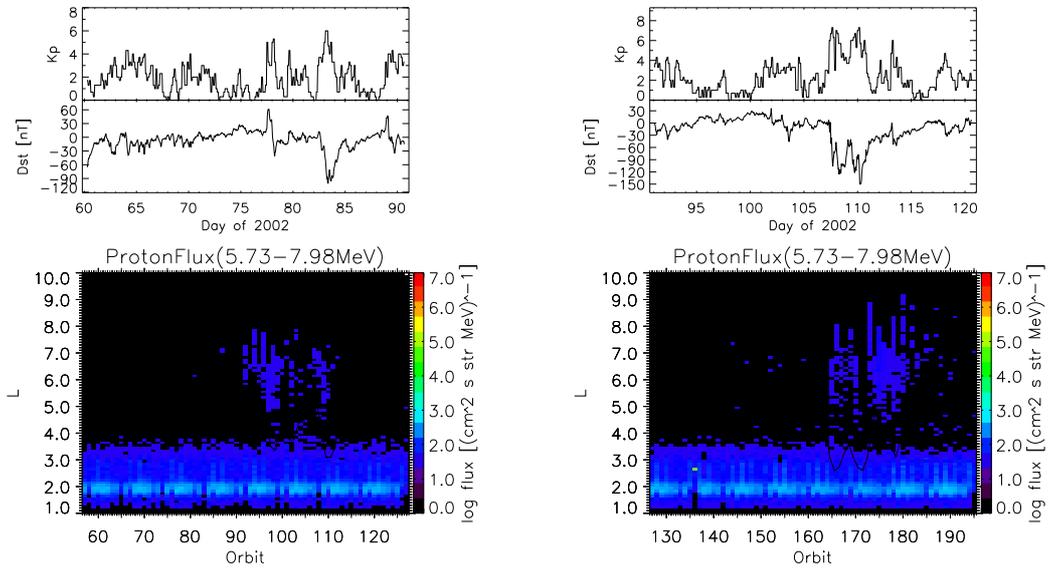


図 121: 図 31 と同様。ただし、陽子フラックス (5.73 - 7.98 MeV) であり、2002 年 3 月 (左) と 2002 年 4 月 (右)。

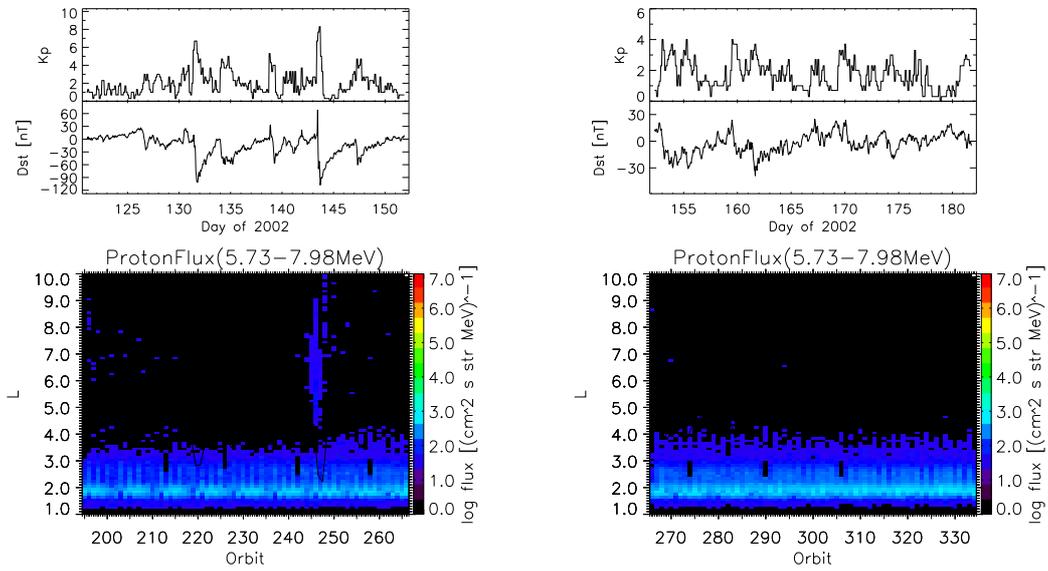


図 122: 図 121 と同様。ただし、2002 年 5 月 (左)。2002 年 6 月 (右)。

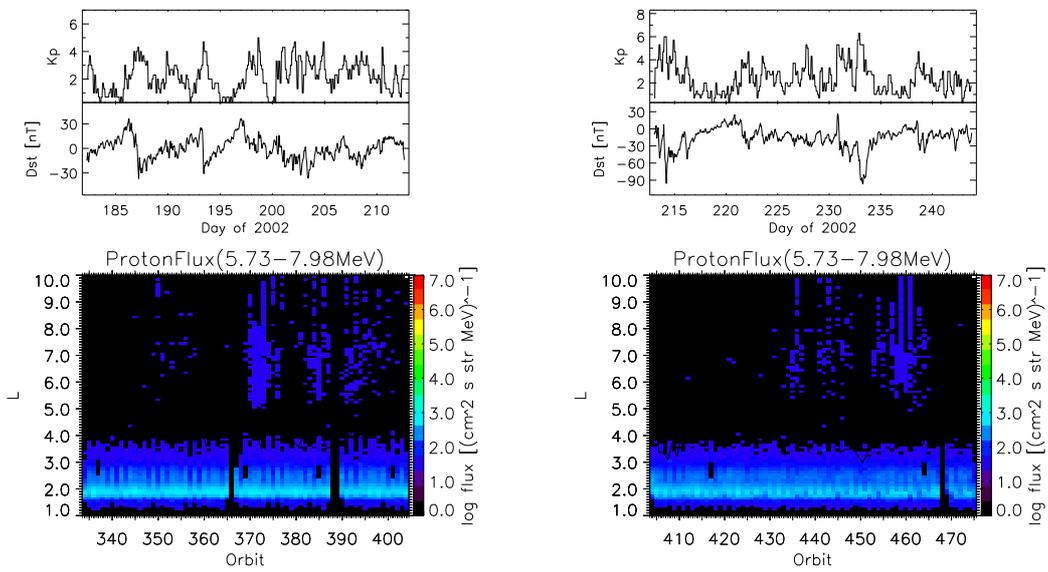


図 123: 図 121 と同様。ただし、2002 年 7 月 (左)。2002 年 8 月 (右)。

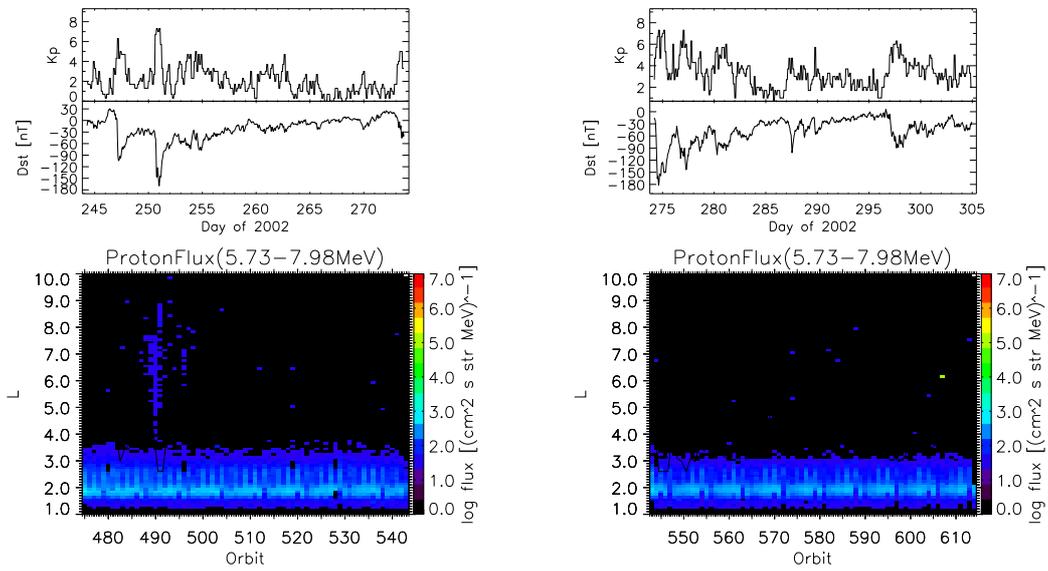


図 124: 図 121 と同様。ただし、2002 年 9 月 (左)。2002 年 10 月 (右)。

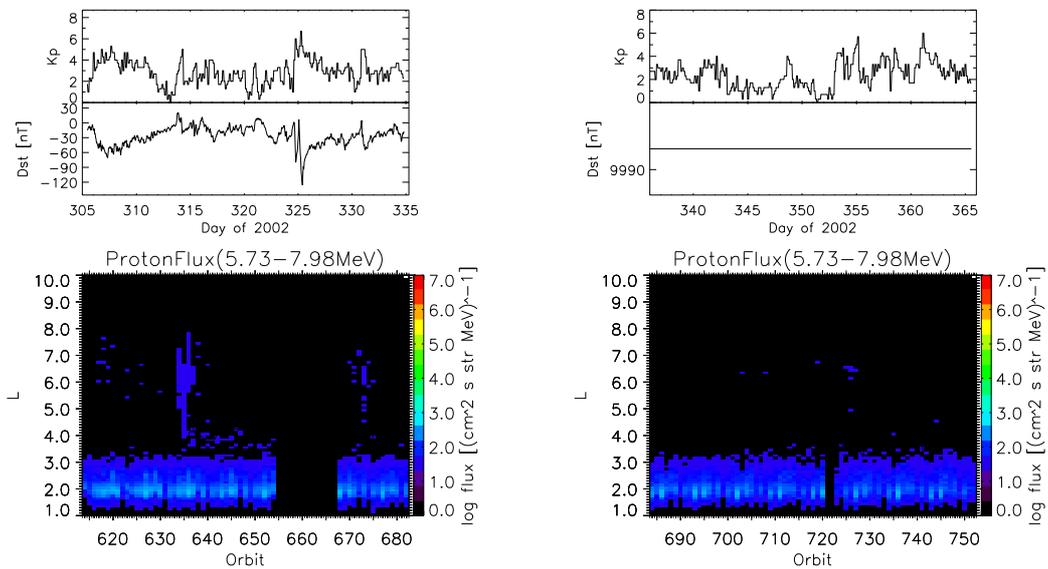


図 125: 図 121 と同様。ただし、2002 年 11(左) 月。2002 年 12(右) 月。

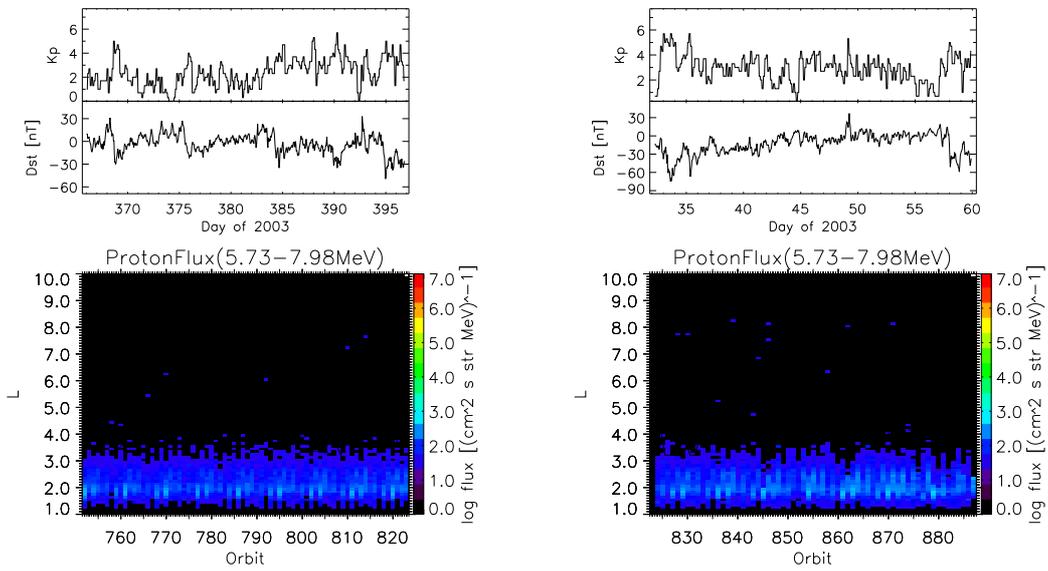


図 126: 図 121 と同様。ただし、2003 年 1 月 (左)。2003 年 2 月 (右)。

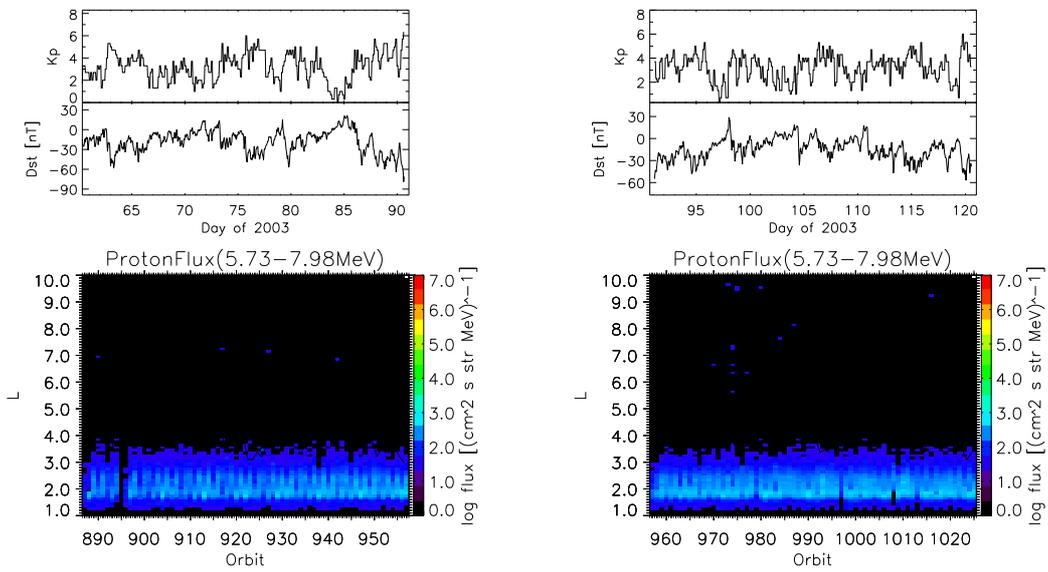


図 127: 図 121 と同様。ただし、2003 年 3 月 (左)。2003 年 4 月 (右)。

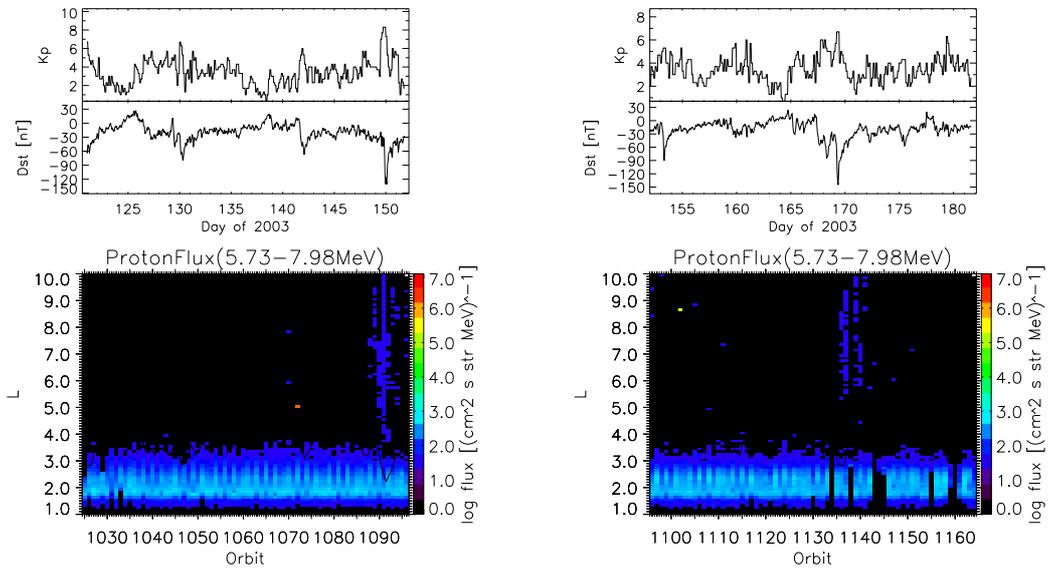


図 128: 図 121 と同様。ただし、2003 年 5 月 (左)。2003 年 6 月 (右)。

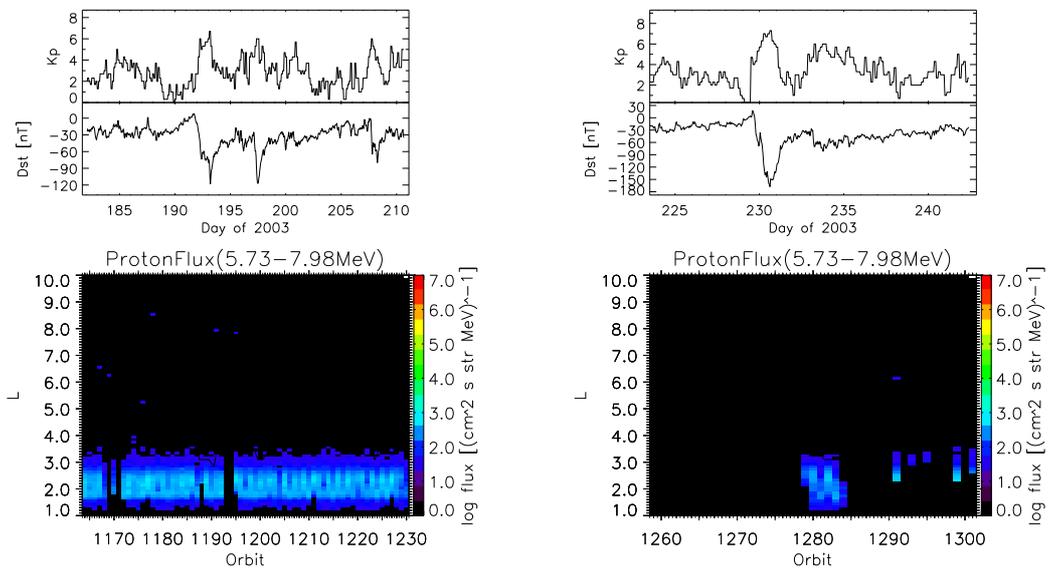


図 129: 図 121 と同様。ただし、2003 年 7 月 (左)。2003 年 8 月 (右)。

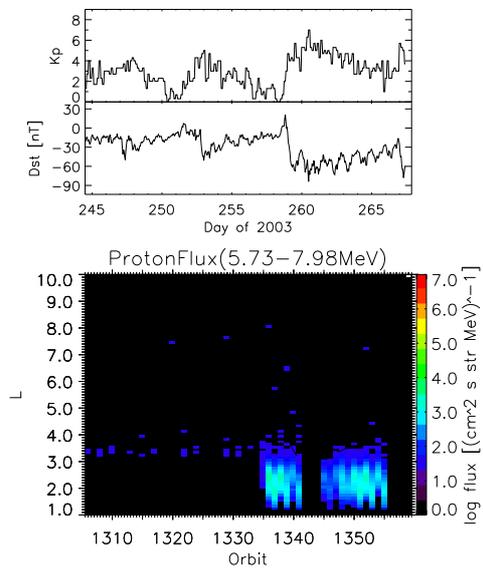


図 130: 図 121 と同様。ただし、2003 年 9 月。

## XI 陽子フラックス (6.59 - 15.22 MeV)

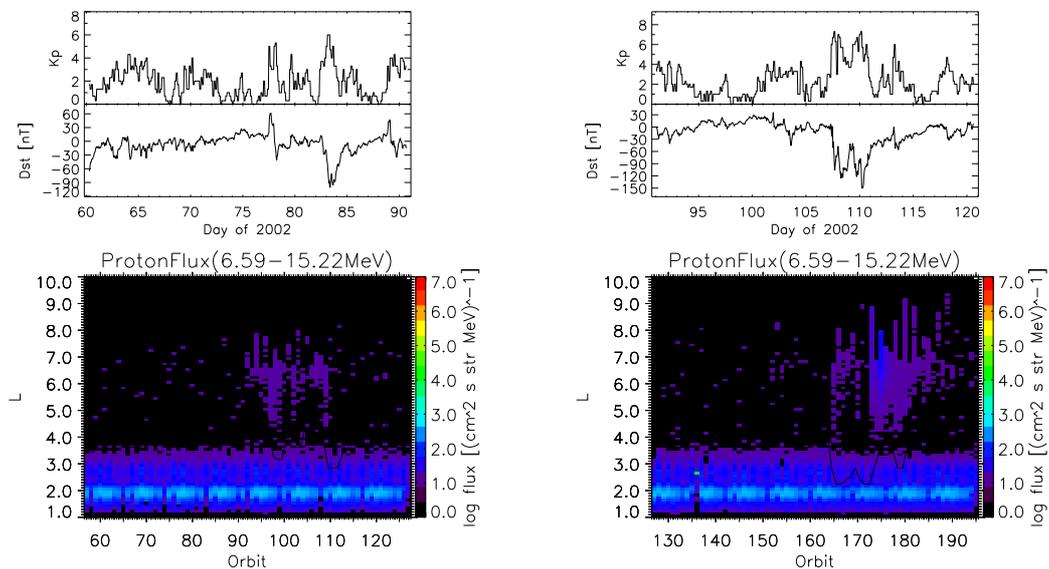


図 131: 図 31 と同様。ただし、陽子フラックス (6.59 - 15.22 MeV) であり、2002 年 3 月 (左) と 2002 年 4 月 (右)。

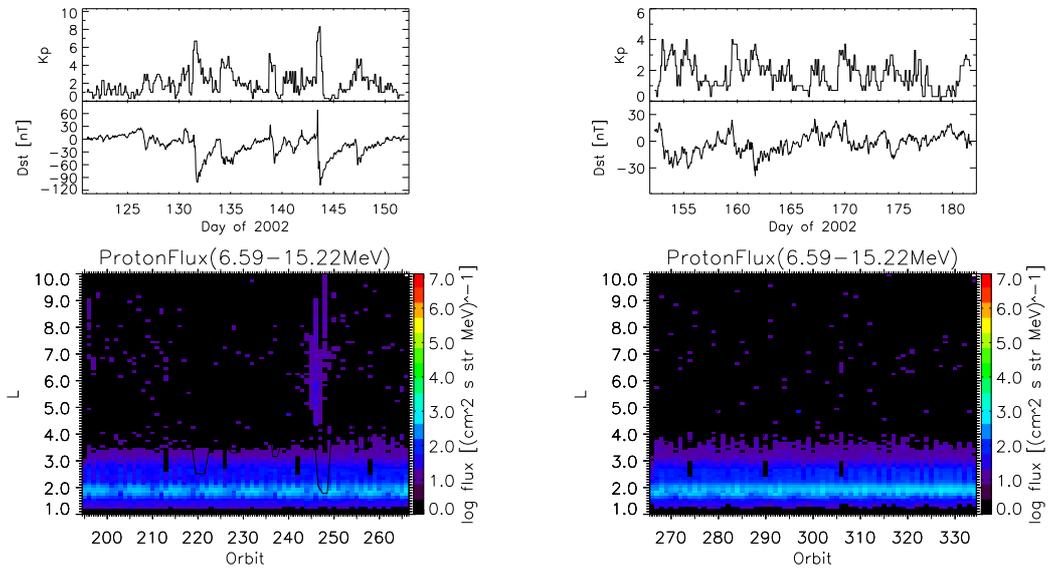


図 132: 図 131 と同様。ただし、2002 年 5 月 (左)。2002 年 6 月 (右)。

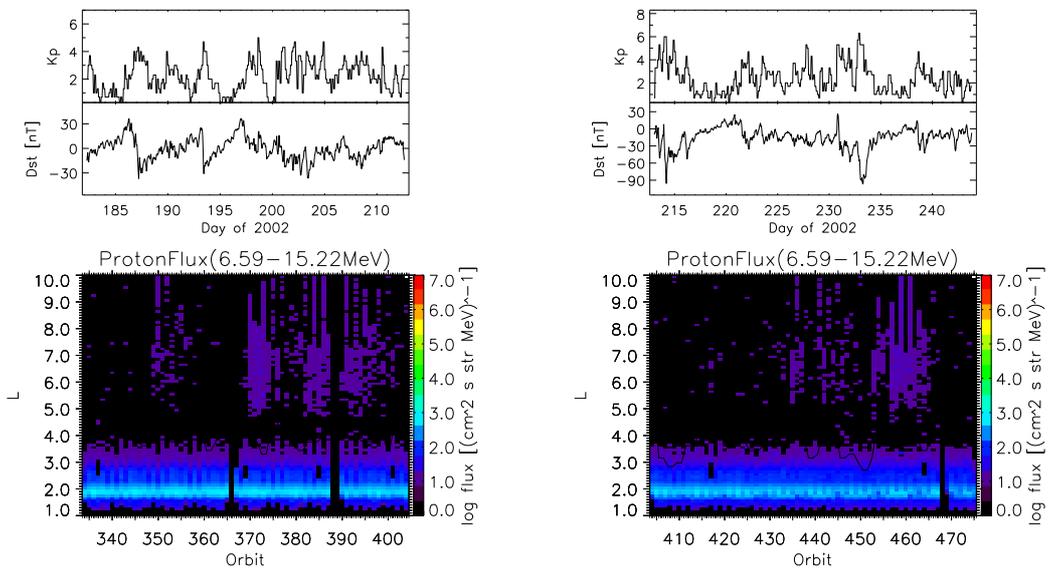


図 133: 図 131 と同様。ただし、2002 年 7 月 (左)。2002 年 8 月 (右)。

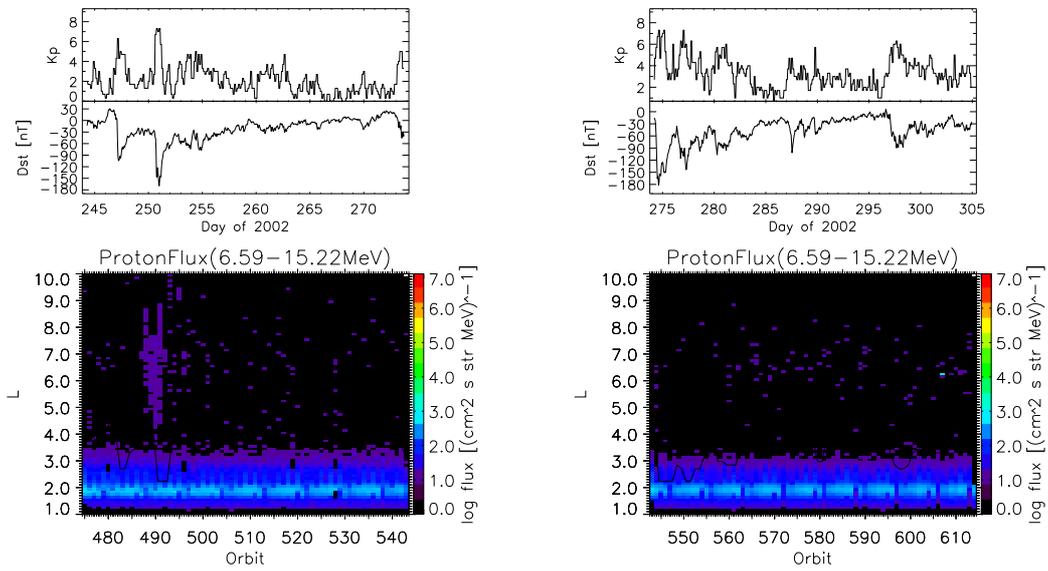


図 134: 図 131 と同様。ただし、2002 年 9 月 (左)。2002 年 10 月 (右)。

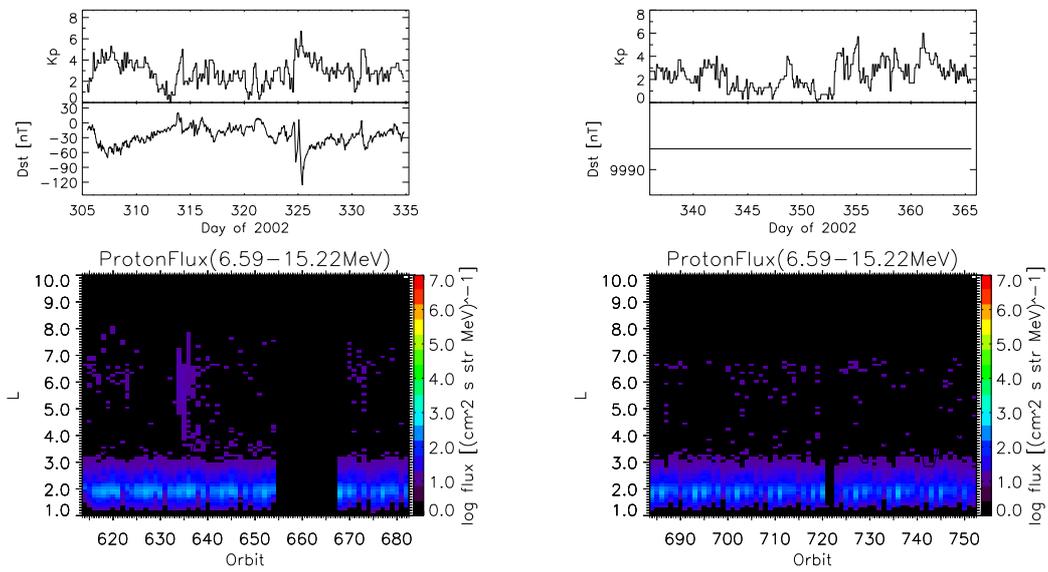


図 135: 図 131 と同様。ただし、2002 年 11(左) 月。2002 年 12(右) 月。

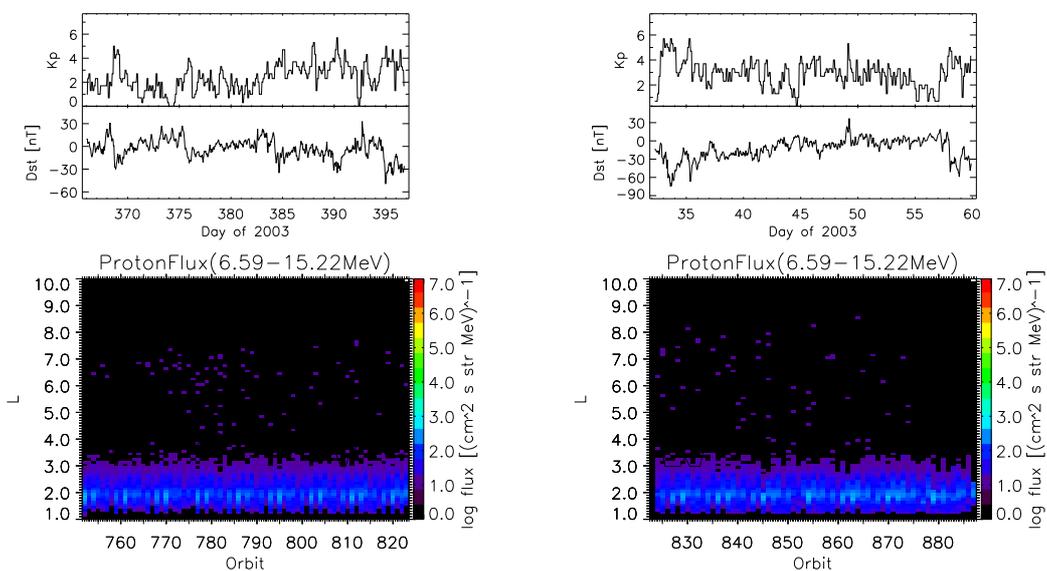


図 136: 図 131 と同様。ただし、2003 年 1 月 (左)。2003 年 2 月 (右)。

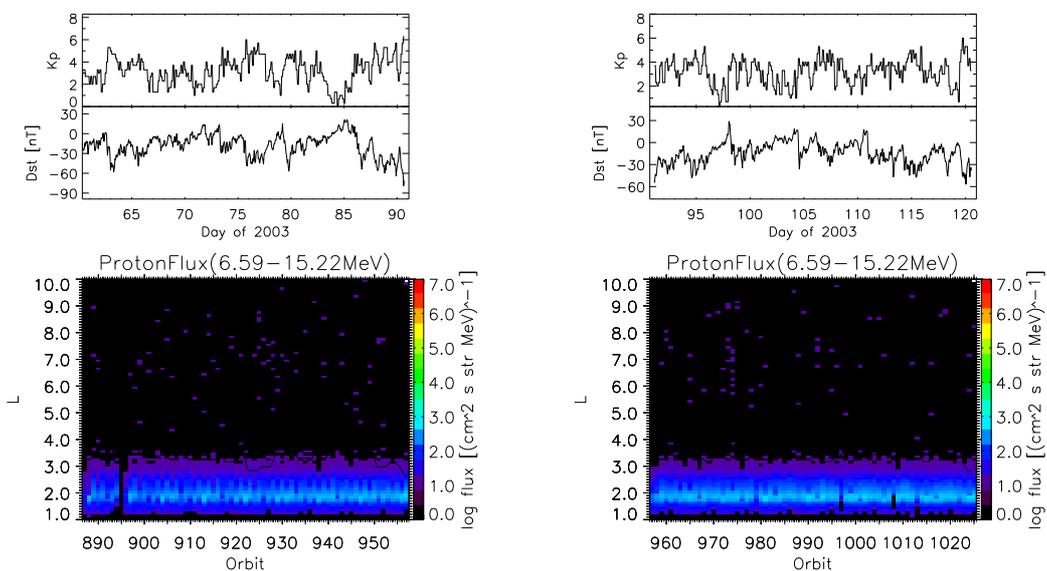


図 137: 図 131 と同様。ただし、2003 年 3 月 (左)。2003 年 4 月 (右)。

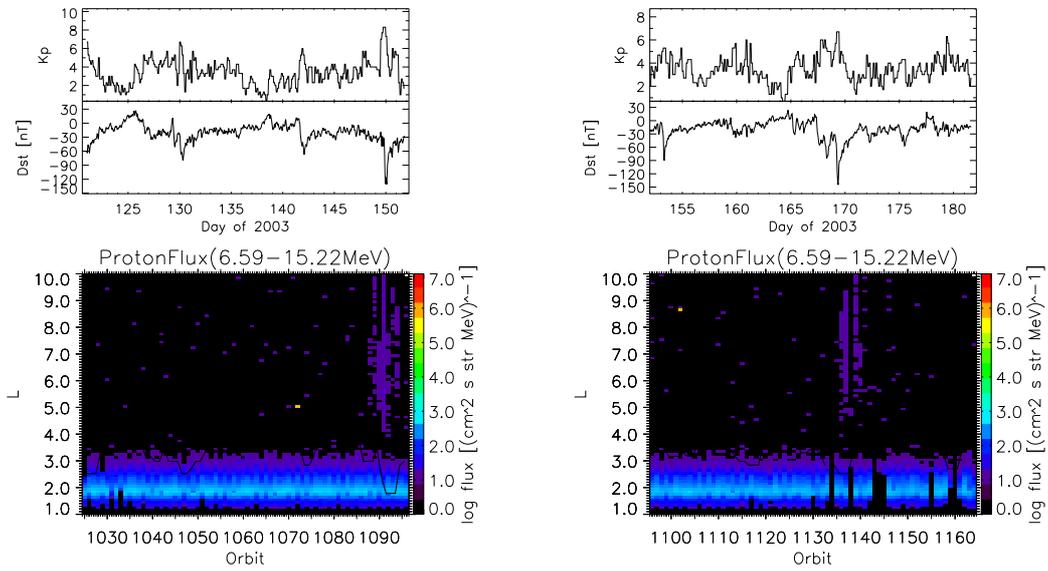


図 138: 図 131 と同様。ただし、2003 年 5 月 (左)。2003 年 6 月 (右)。

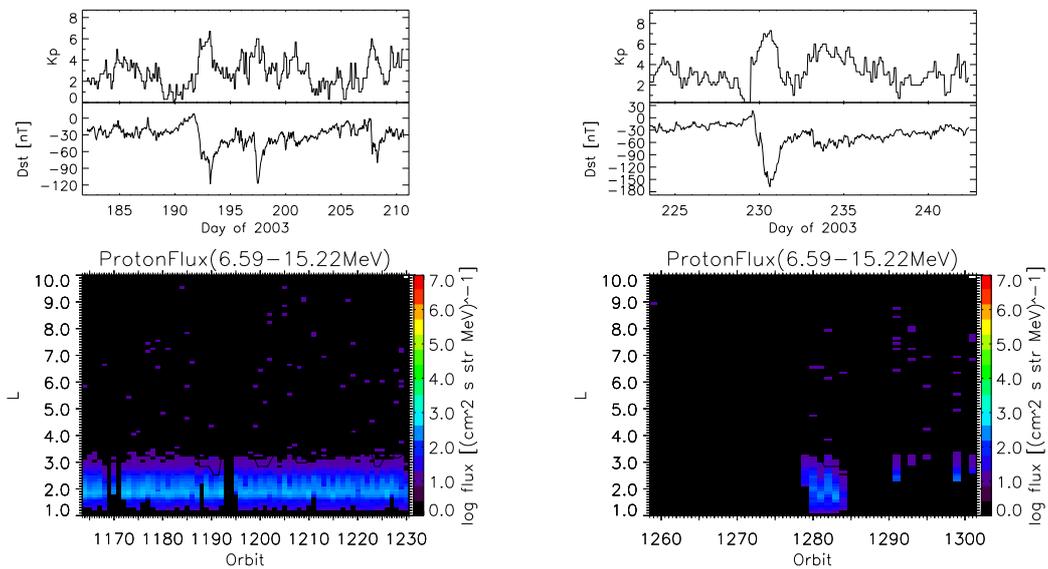


図 139: 図 131 と同様。ただし、2003 年 7 月 (左)。2003 年 8 月 (右)。

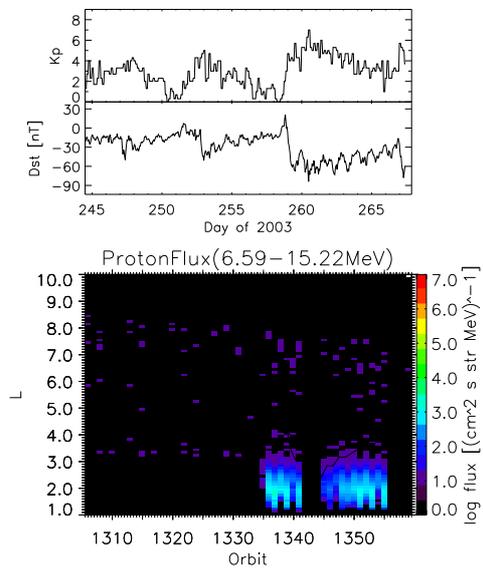


図 140: 図 131 と同様。ただし、2003 年 9 月。

## XII 陽子フラックス (10.57 - 26.44 MeV)

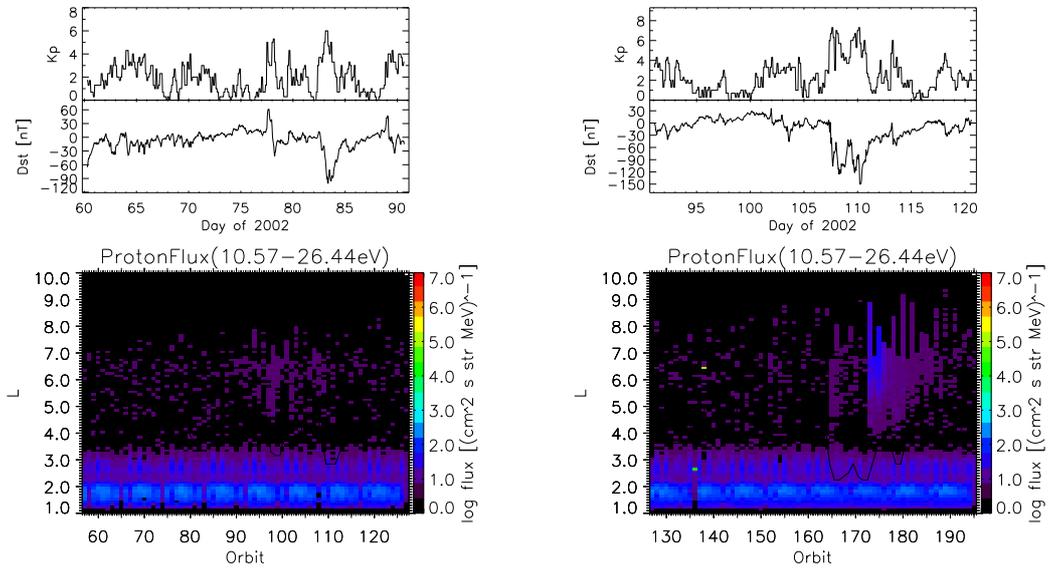


図 141: 図 31 と同様。ただし、陽子フラックス (10.57 - 26.44 MeV) であり、2002 年 3 月 (左) と 2002 年 4 月 (右)。

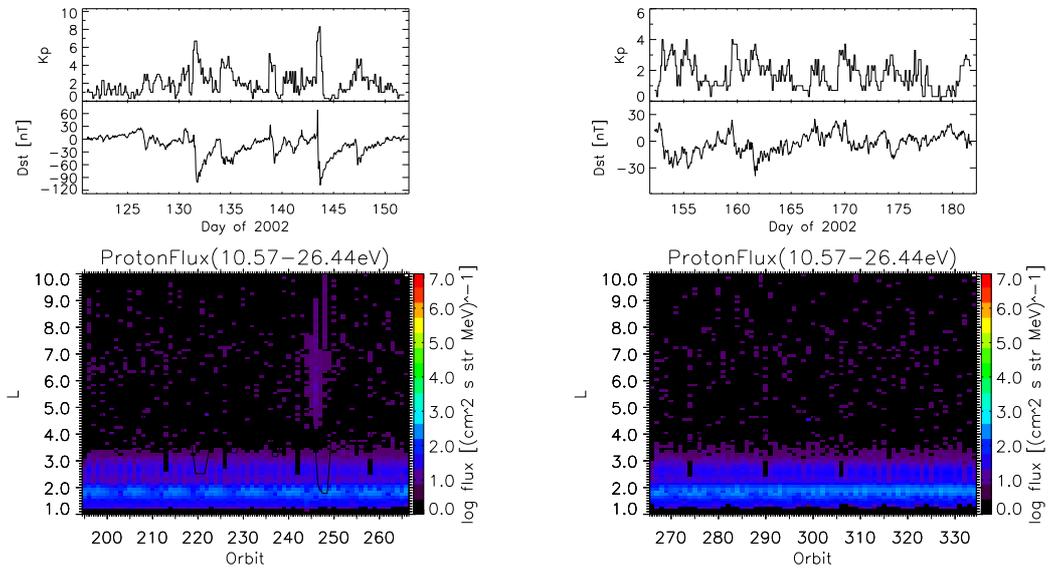


図 142: 図 141 と同様。ただし、2002 年 5 月 (左)。2002 年 6 月 (右)。

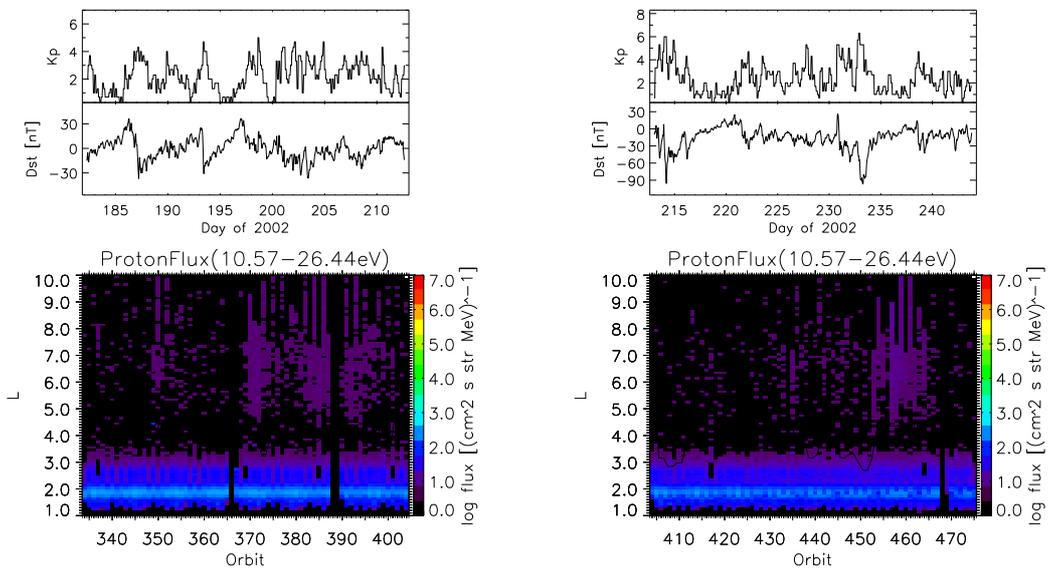


図 143: 図 141 と同様。ただし、2002 年 7 月 (左)。2002 年 8 月 (右)。

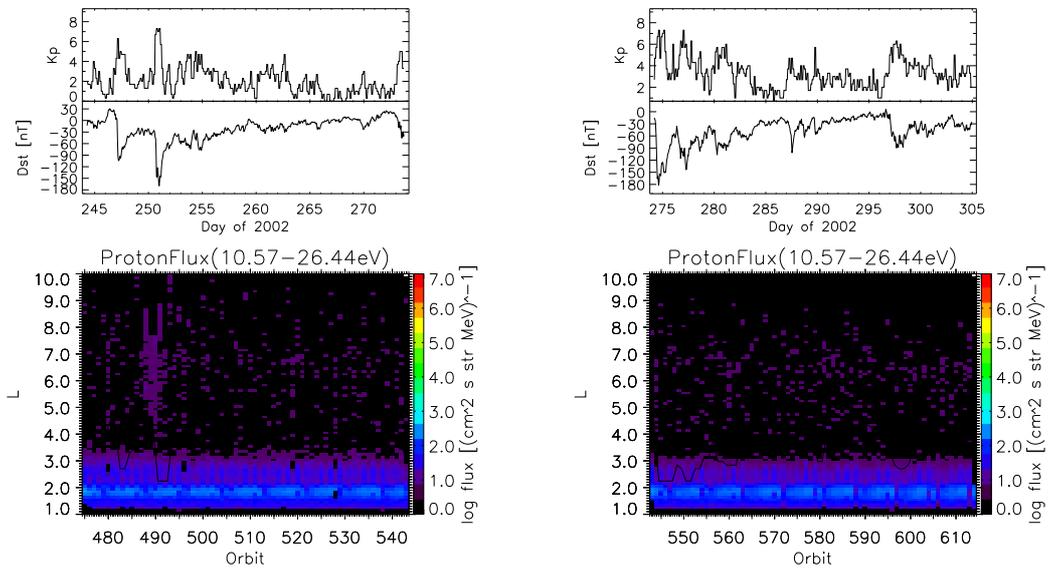


図 144: 図 141 と同様。ただし、2002 年 9 月 (左)。2002 年 10 月 (右)。

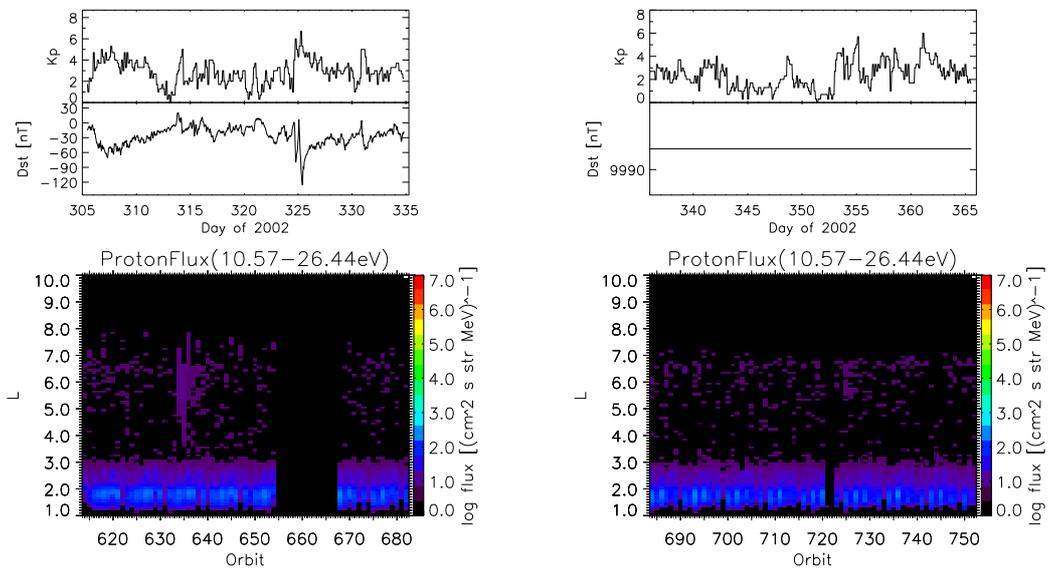


図 145: 図 141 と同様。ただし、2002 年 11(左) 月。2002 年 12(右) 月。

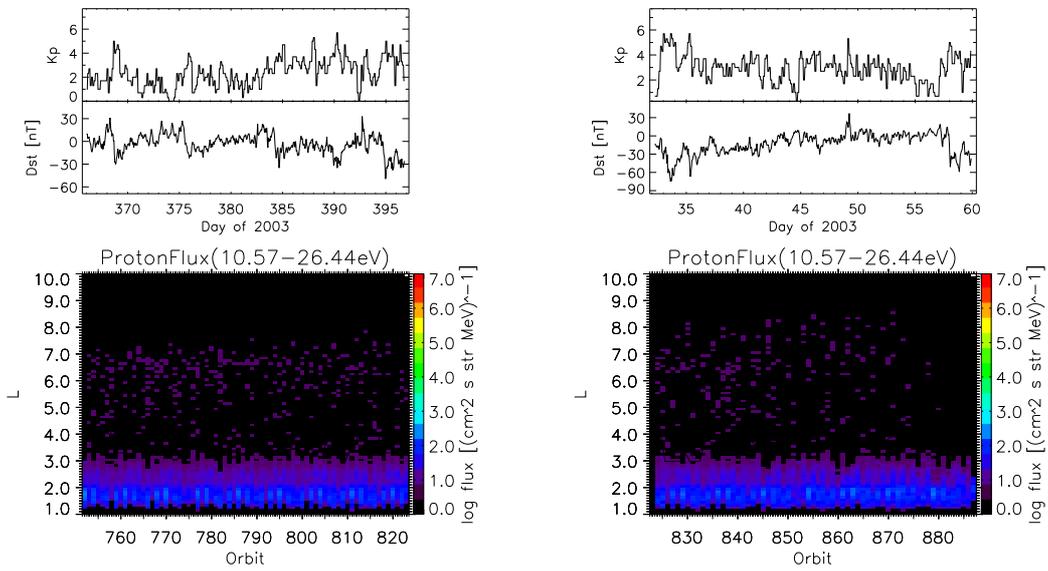


図 146: 図 141 と同様。ただし、2003 年 1 月 (左)。2003 年 2 月 (右)。

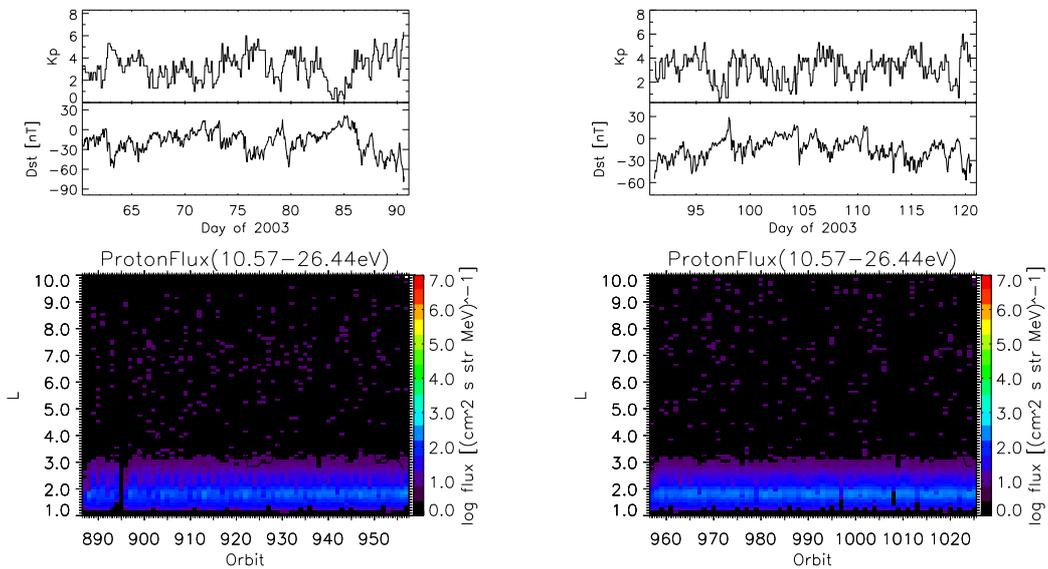


図 147: 図 141 と同様。ただし、2003 年 3 月 (左)。2003 年 4 月 (右)。

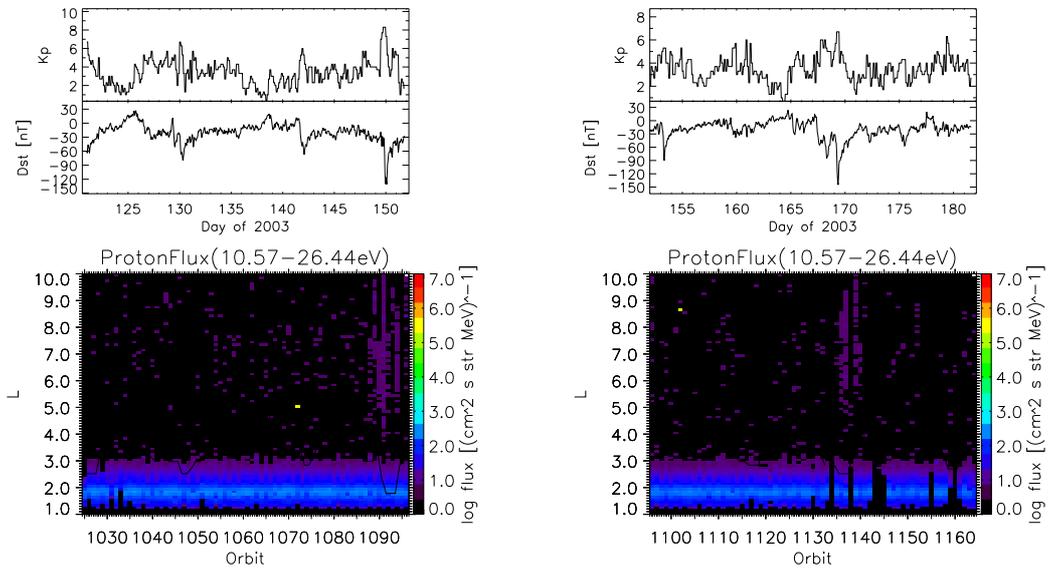


図 148: 図 141 と同様。ただし、2003 年 5 月 (左)。2003 年 6 月 (右)。

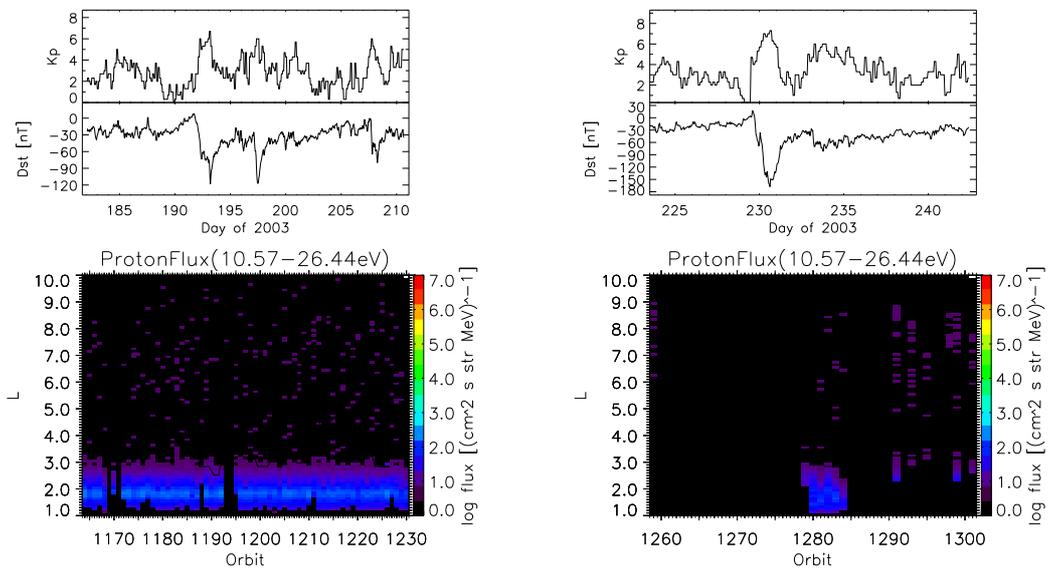


図 149: 図 141 と同様。ただし、2003 年 7 月 (左)。2003 年 8 月 (右)。

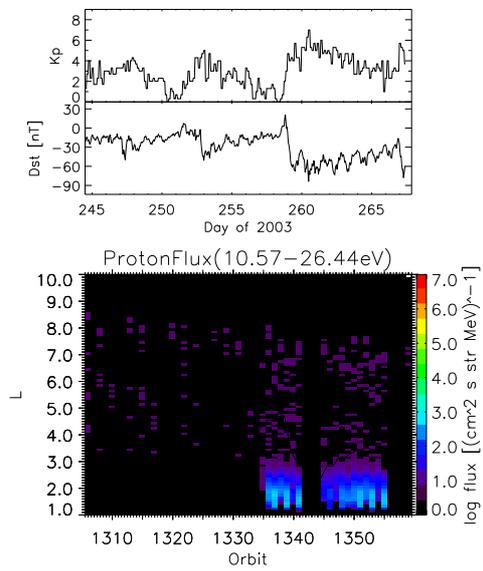


図 150: 図 141 と同様。ただし、2003 年 9 月。

### XIII 陽子フラックス (21.82 - 43.51 MeV)

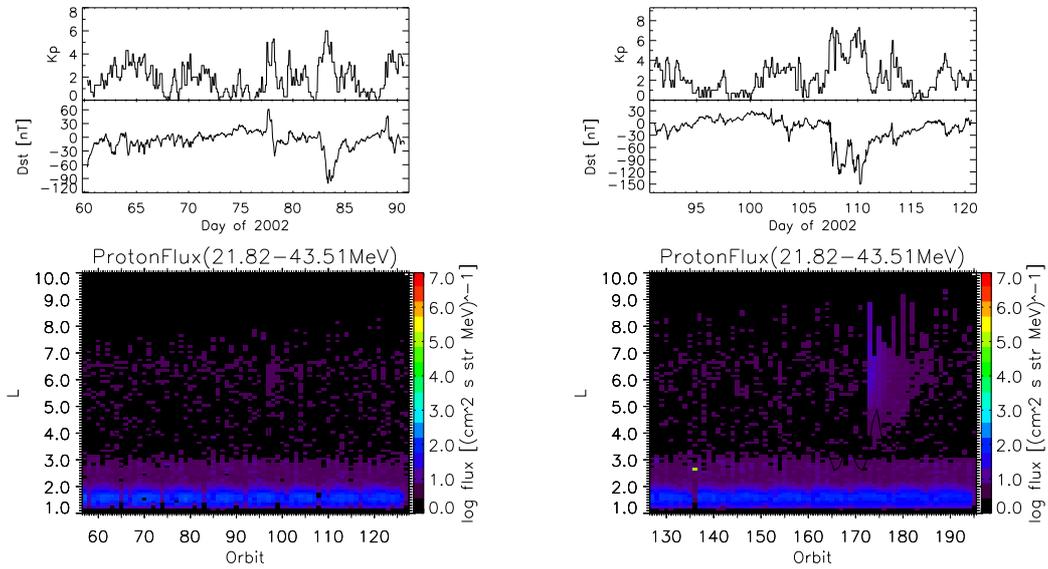


図 151: 図 31 と同様。ただし、陽子フラックス (21.82 - 43.51 MeV) であり、2002 年 3 月 (左) と 2002 年 4 月 (右)。

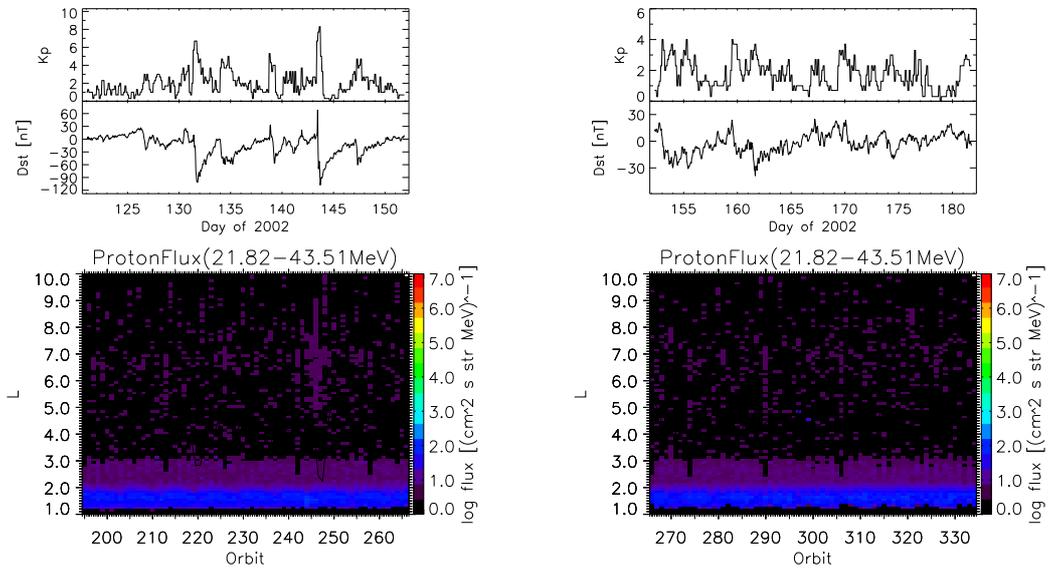


図 152: 図 151 と同様。ただし、2002 年 5 月 (左)。2002 年 6 月 (右)。

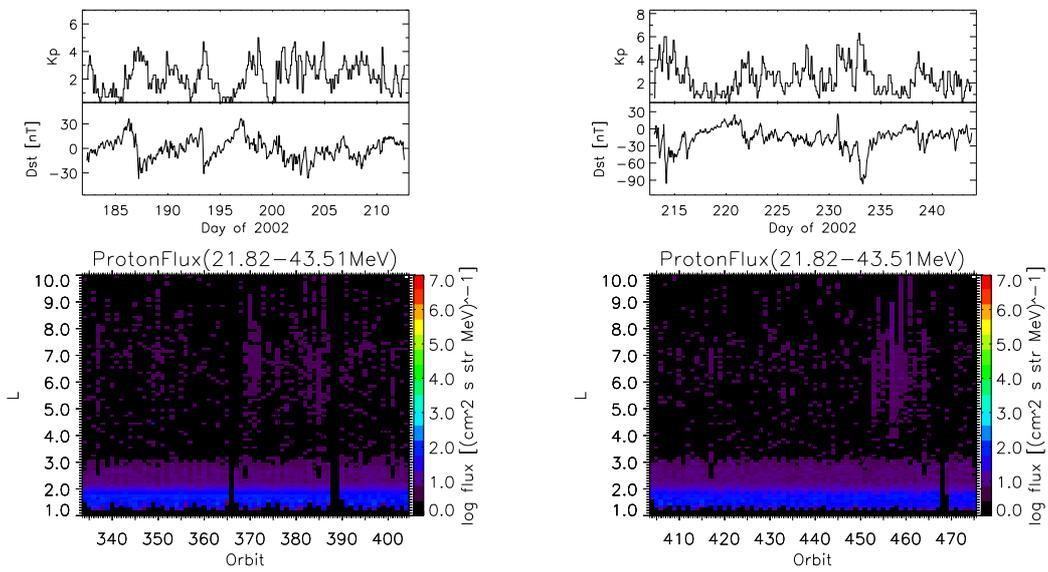


図 153: 図 151 と同様。ただし、2002 年 7 月 (左)。2002 年 8 月 (右)。

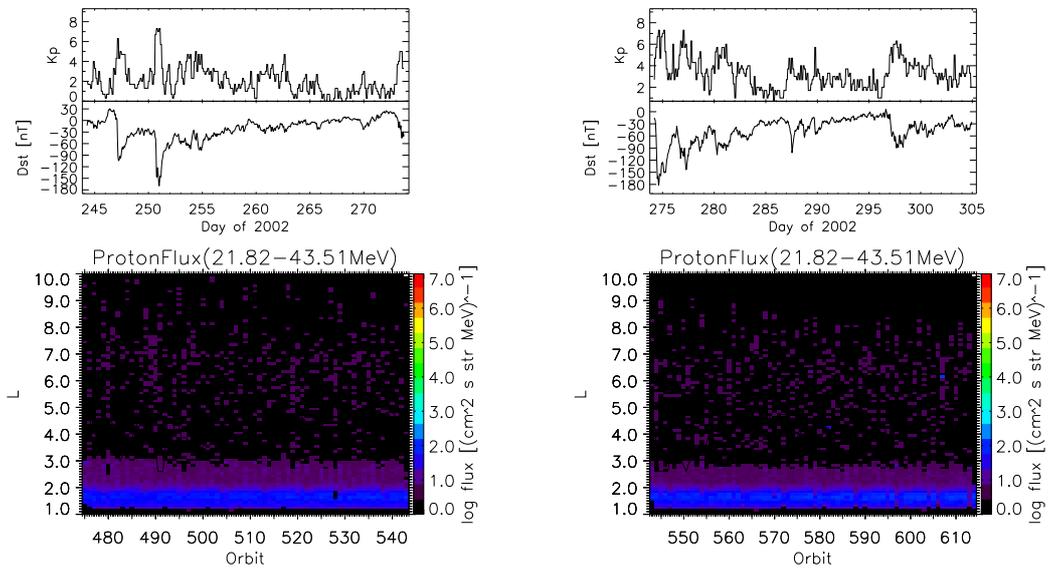


図 154: 図 151 と同様。ただし、2002 年 9 月 (左)。2002 年 10 月 (右)。

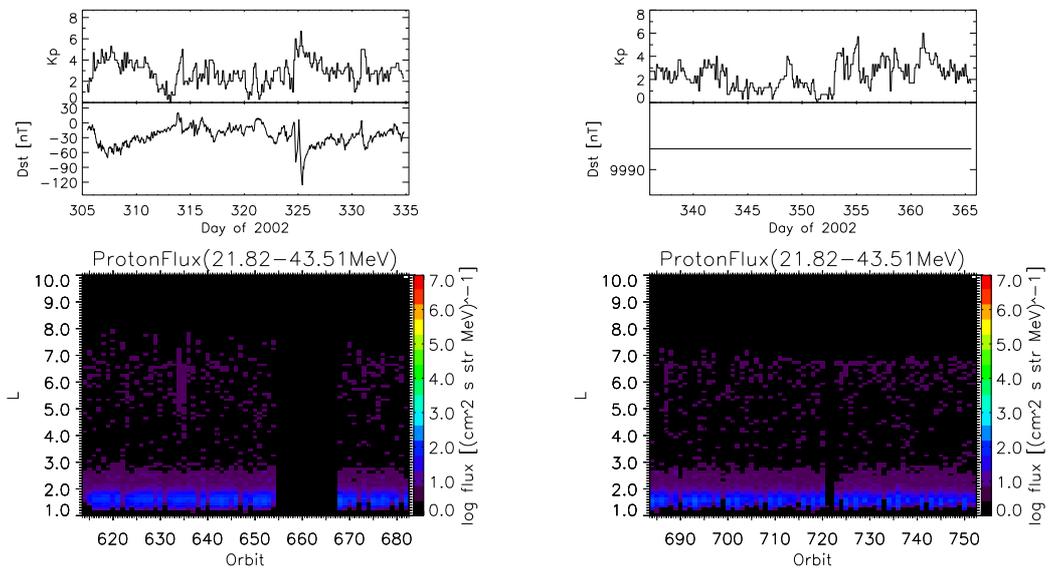


図 155: 図 151 と同様。ただし、2002 年 11(左) 月。2002 年 12(右) 月。

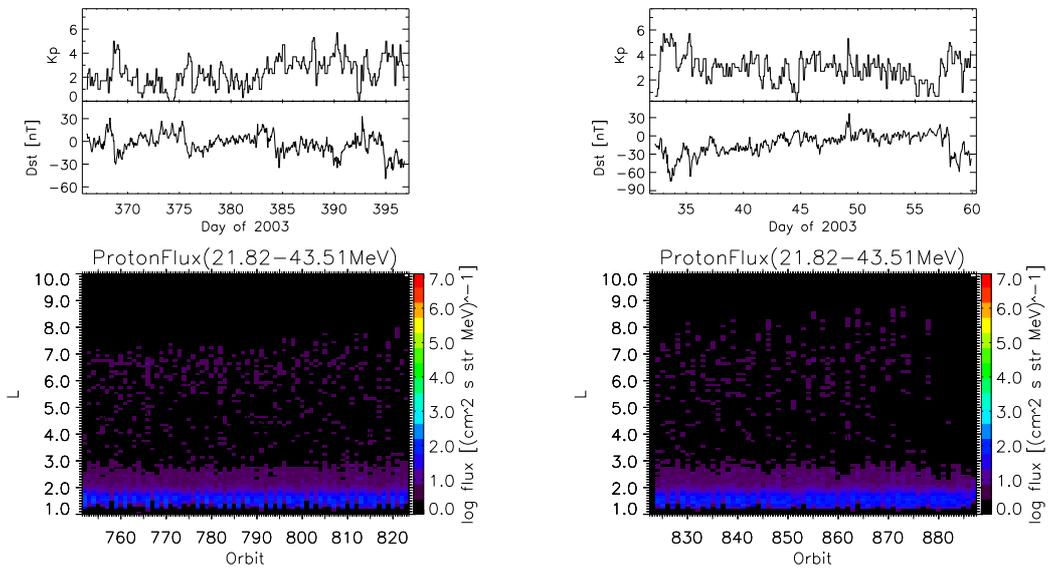


図 156: 図 151 と同様。ただし、2003 年 1 月 (左)。2003 年 2 月 (右)。

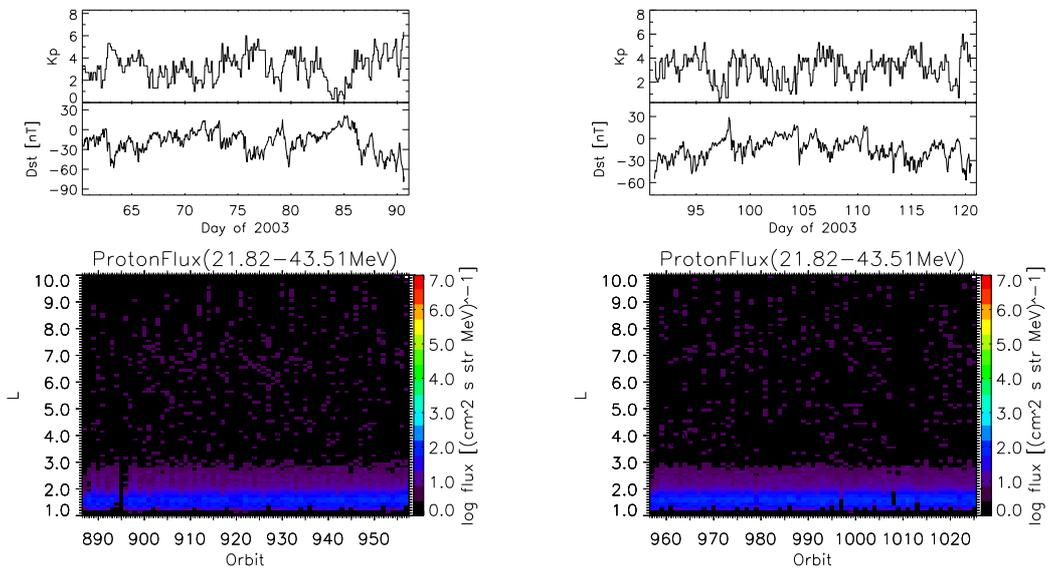


図 157: 図 151 と同様。ただし、2003 年 3 月 (左)。2003 年 4 月 (右)。

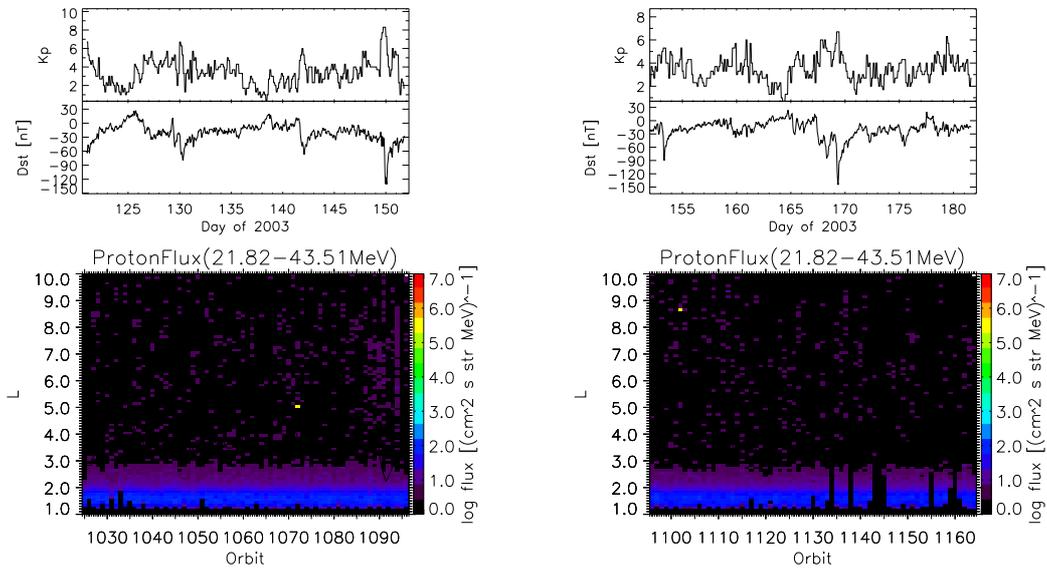


図 158: 図 151 と同様。ただし、2003 年 5 月 (左)。2003 年 6 月 (右)。

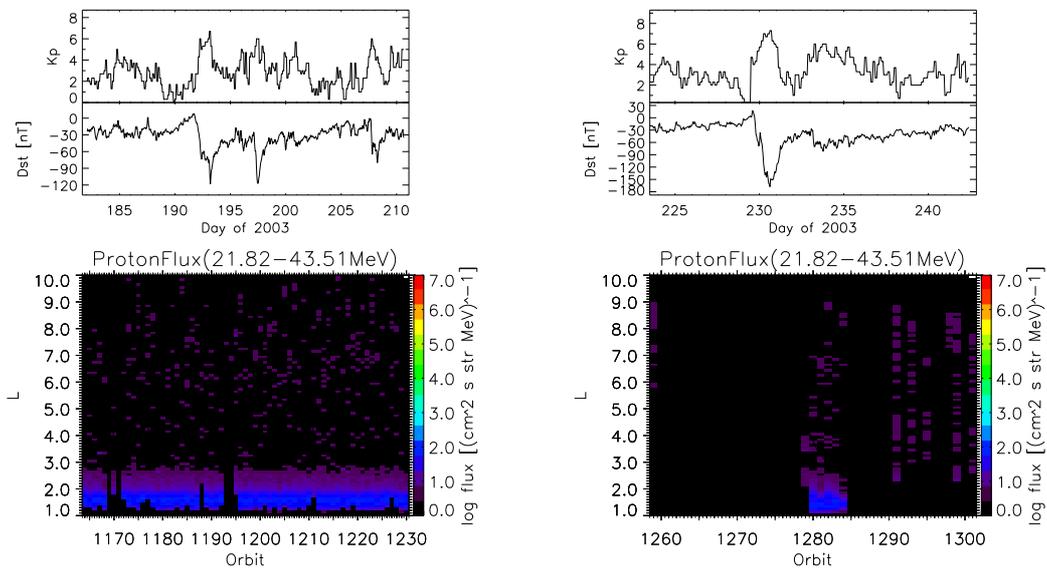


図 159: 図 151 と同様。ただし、2003 年 7 月 (左)。2003 年 8 月 (右)。

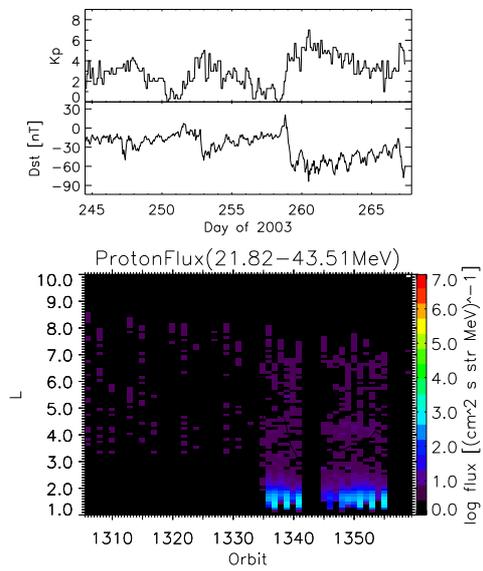


図 160: 図 151 と同様。ただし、2003 年 9 月。

## XIV 陽子フラックス (39.22 - 78.94 MeV)

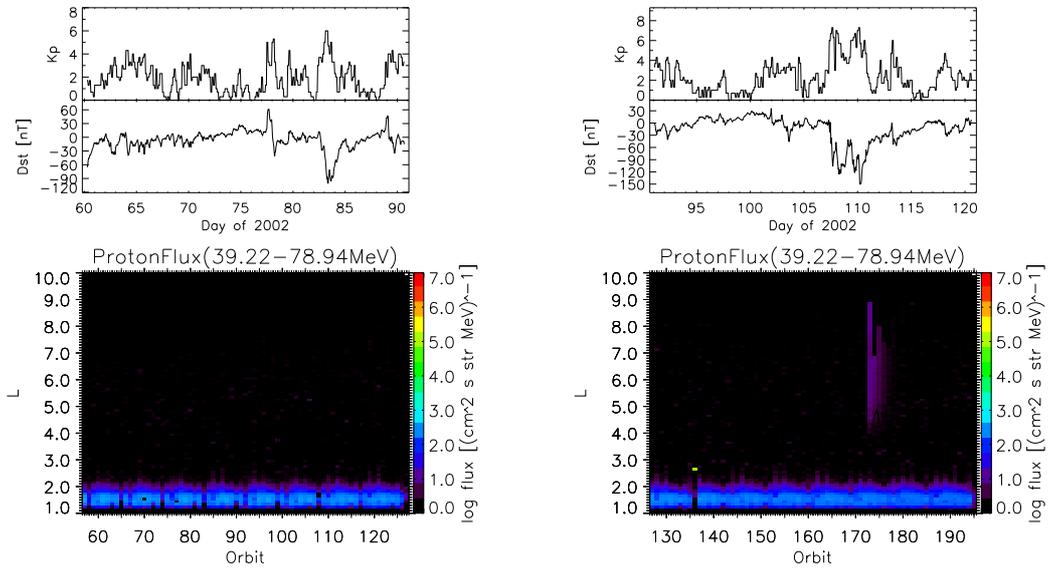


図 161: 図 31 と同様。ただし、陽子フラックス (39.22 - 78.94 MeV) であり、2002 年 3 月 (左) と 2002 年 4 月 (右)。

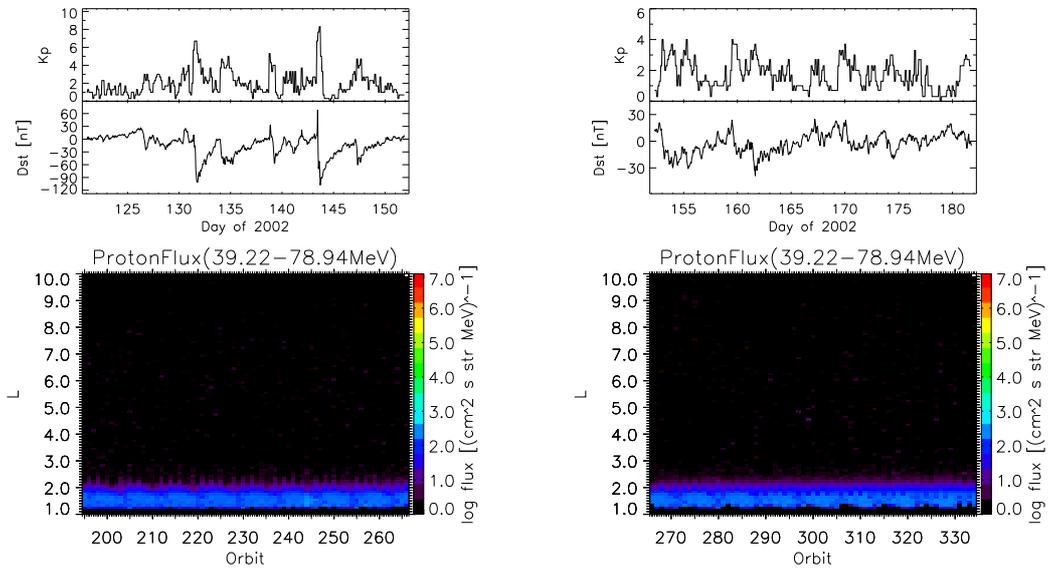


図 162: 図 161 と同様。ただし、2002 年 5 月 (左)。2002 年 6 月 (右)。

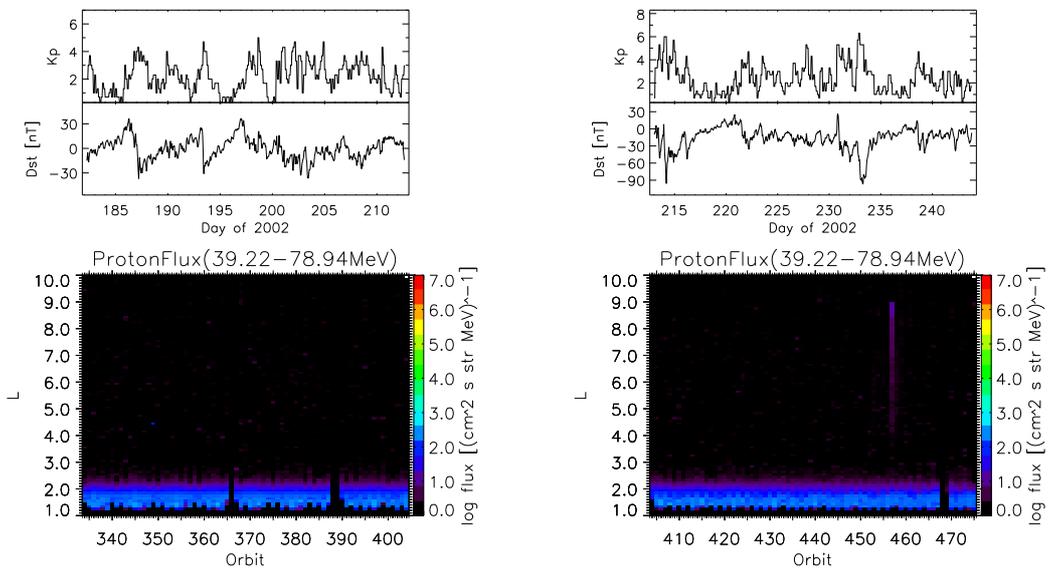


図 163: 図 161 と同様。ただし、2002 年 7 月 (左)。2002 年 8 月 (右)。

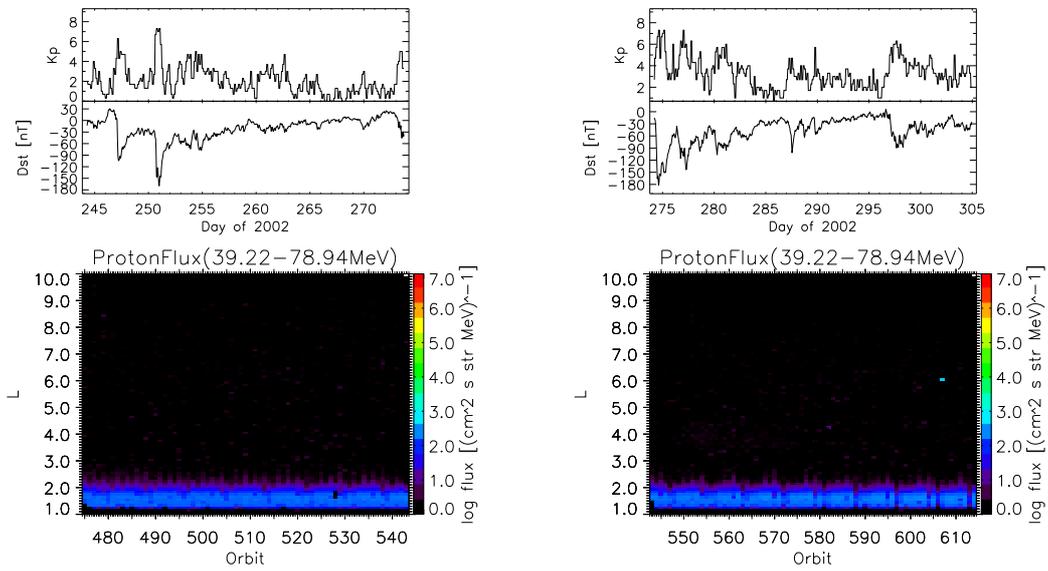


図 164: 図 161 と同様。ただし、2002 年 9 月 (左)。2002 年 10 月 (右)。

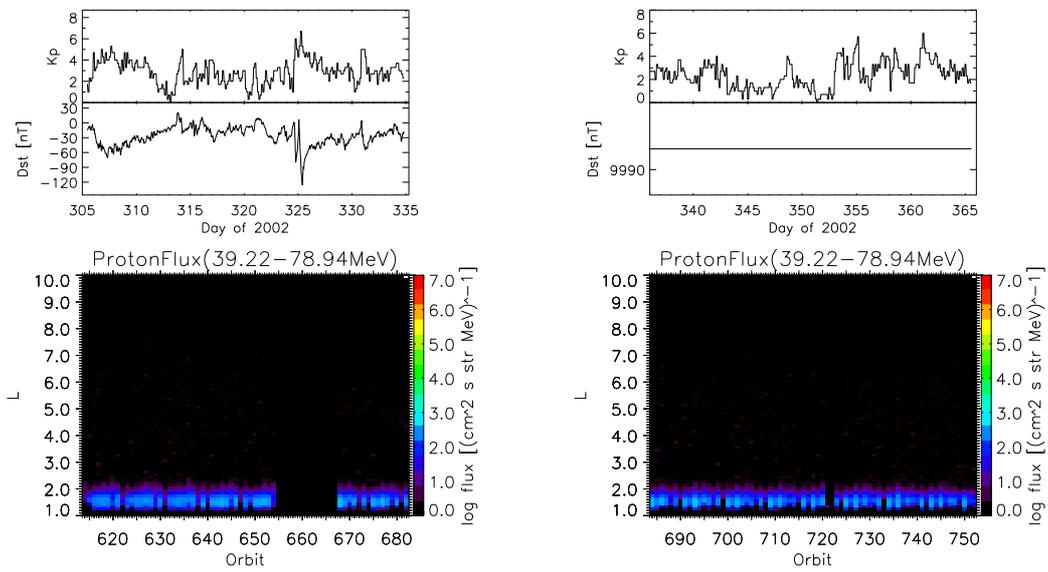


図 165: 図 161 と同様。ただし、2002 年 11(左) 月。2002 年 12(右) 月。

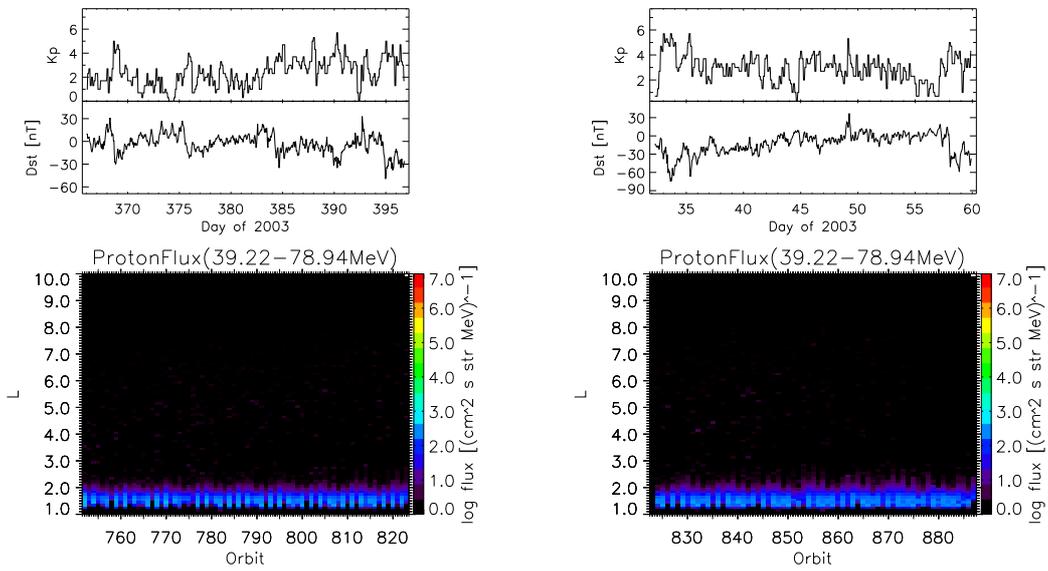


図 166: 図 161 と同様。ただし、2003 年 1 月 (左)。2003 年 2 月 (右)。

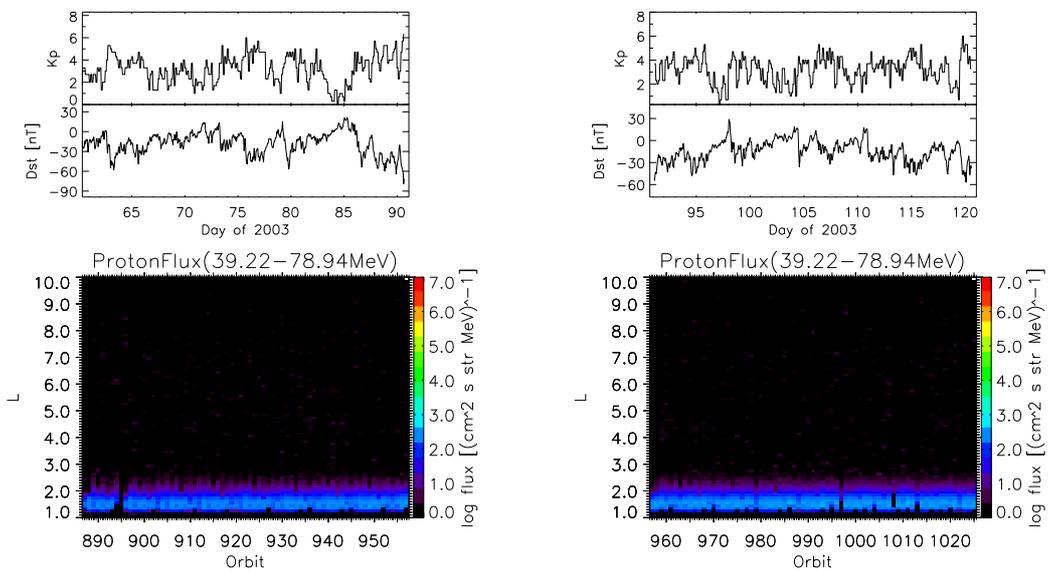


図 167: 図 161 と同様。ただし、2003 年 3 月 (左)。2003 年 4 月 (右)。

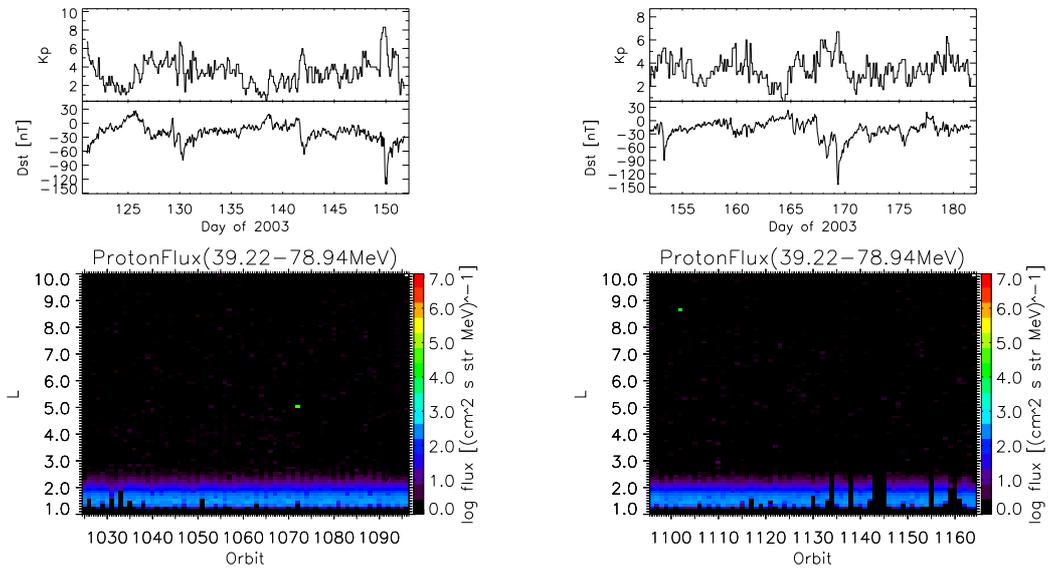


図 168: 図 161 と同様。ただし、2003 年 5 月 (左)。2003 年 6 月 (右)。

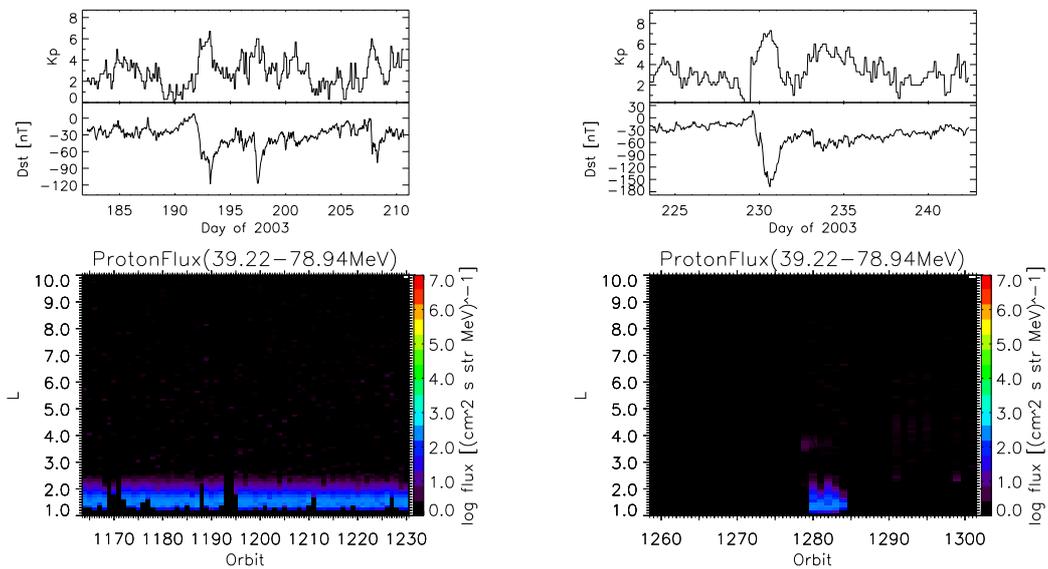


図 169: 図 161 と同様。ただし、2003 年 7 月 (左)。2003 年 8 月 (右)。

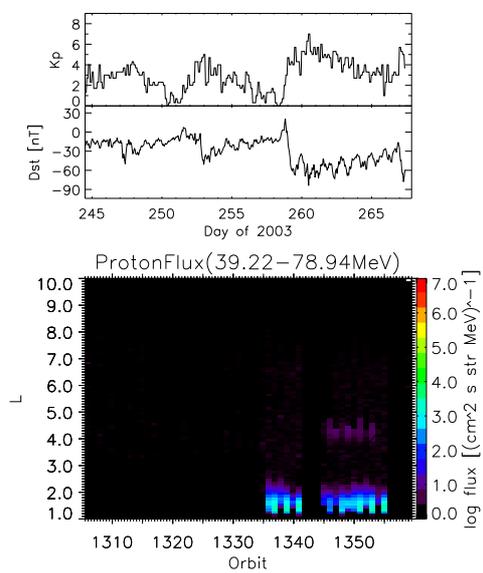


図 170: 図 161 と同様。ただし、2003 年 9 月。

## XV 陽子フラックス (94.27 - 212.04 MeV)

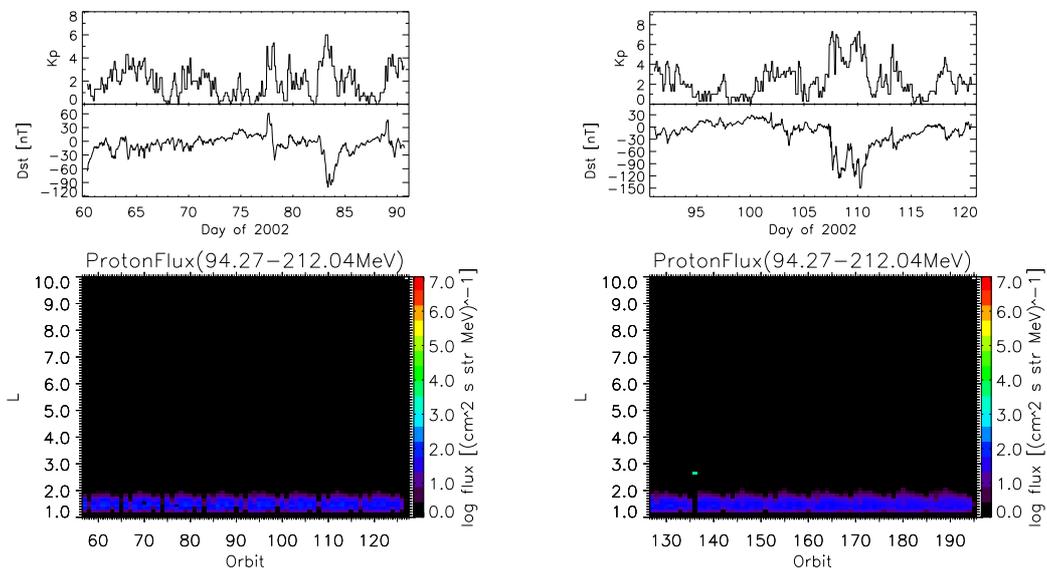


図 171: 図 31 と同様。ただし、陽子フラックス (1.46 - 2.01 MeV) であり、2002 年 3 月 (左) と 2002 年 4 月 (右)。

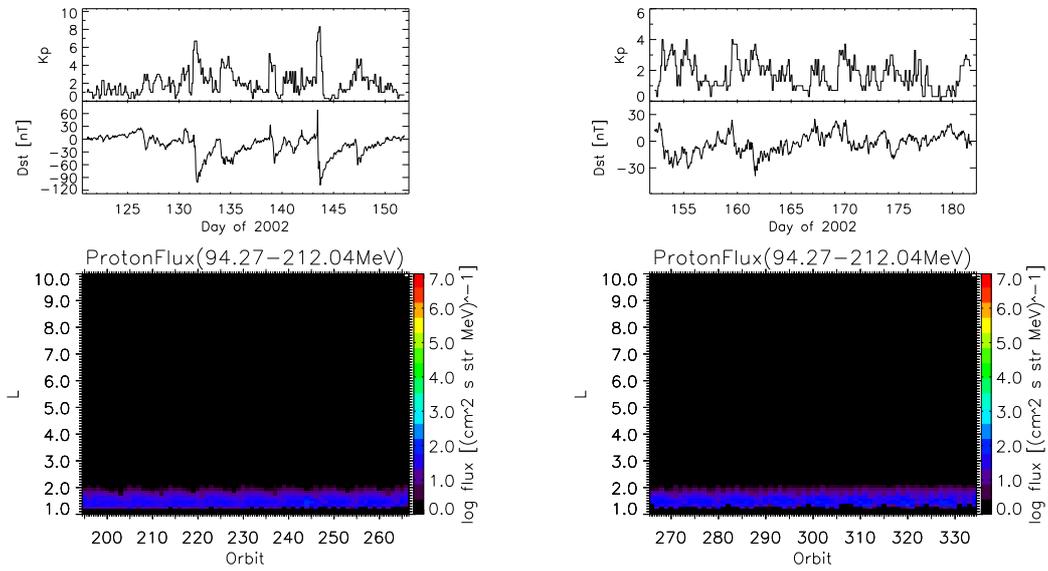


図 172: 図 171 と同様。ただし、2002 年 5 月 (左)。2002 年 6 月 (右)。

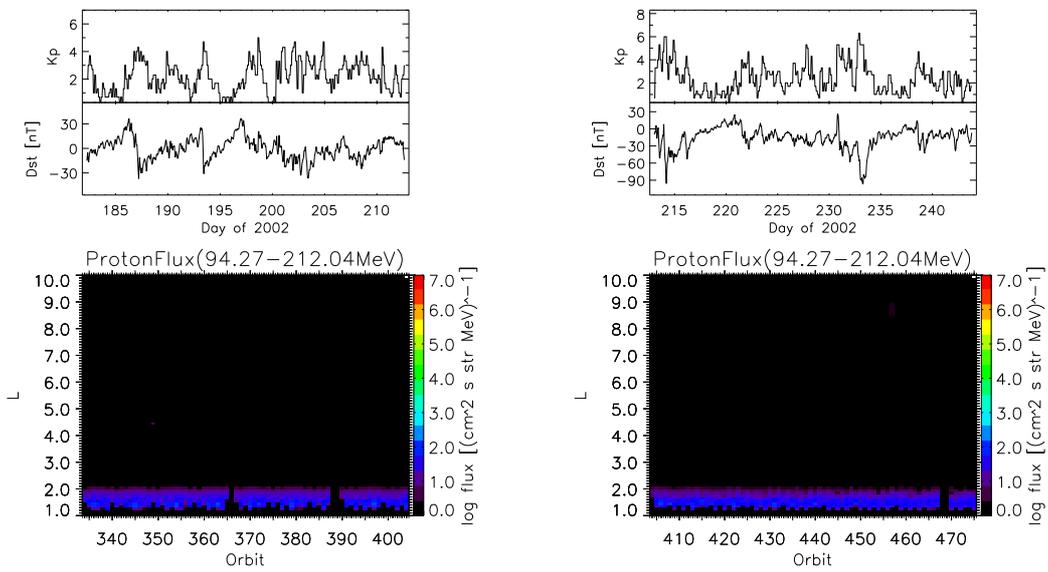


図 173: 図 171 と同様。ただし、2002 年 7 月 (左)。2002 年 8 月 (右)。

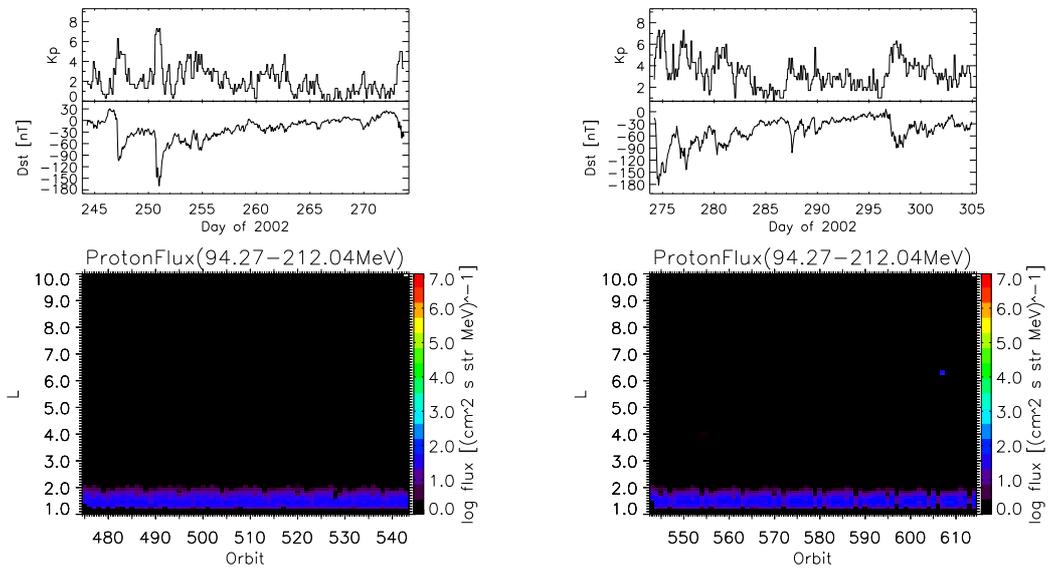


図 174: 図 171 と同様。ただし、2002 年 9 月 (左)。2002 年 10 月 (右)。

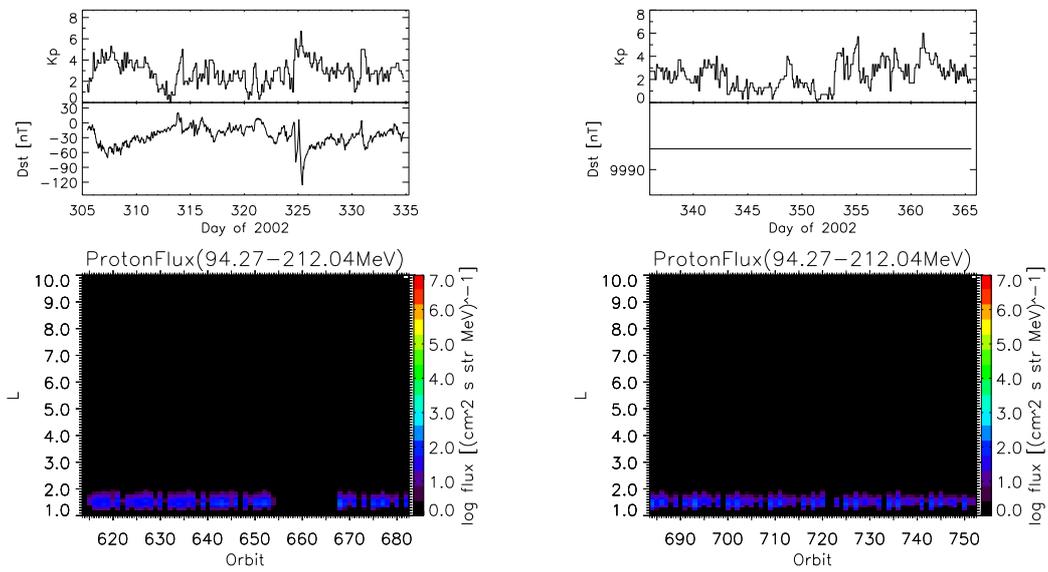


図 175: 図 171 と同様。ただし、2002 年 11(左) 月。2002 年 12(右) 月。

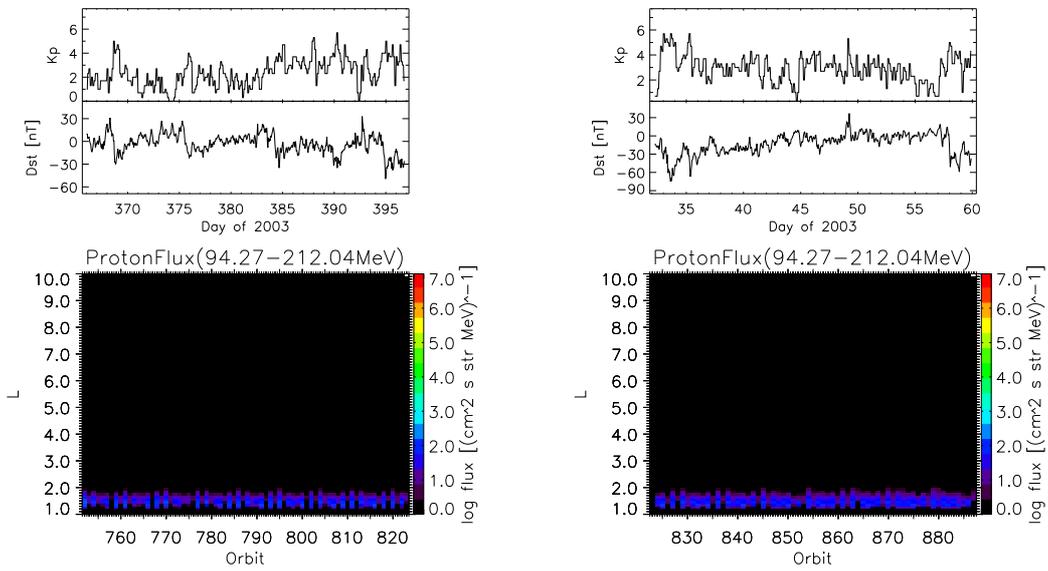


図 176: 図 171 と同様。ただし、2003 年 1 月 (左)。2003 年 2 月 (右)。

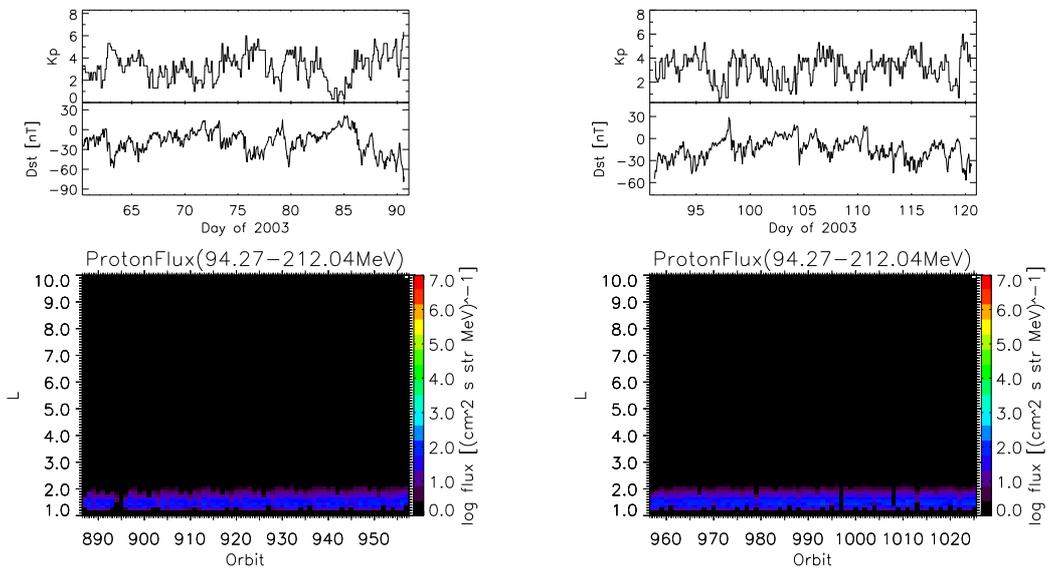


図 177: 図 171 と同様。ただし、2003 年 3 月 (左)。2003 年 4 月 (右)。

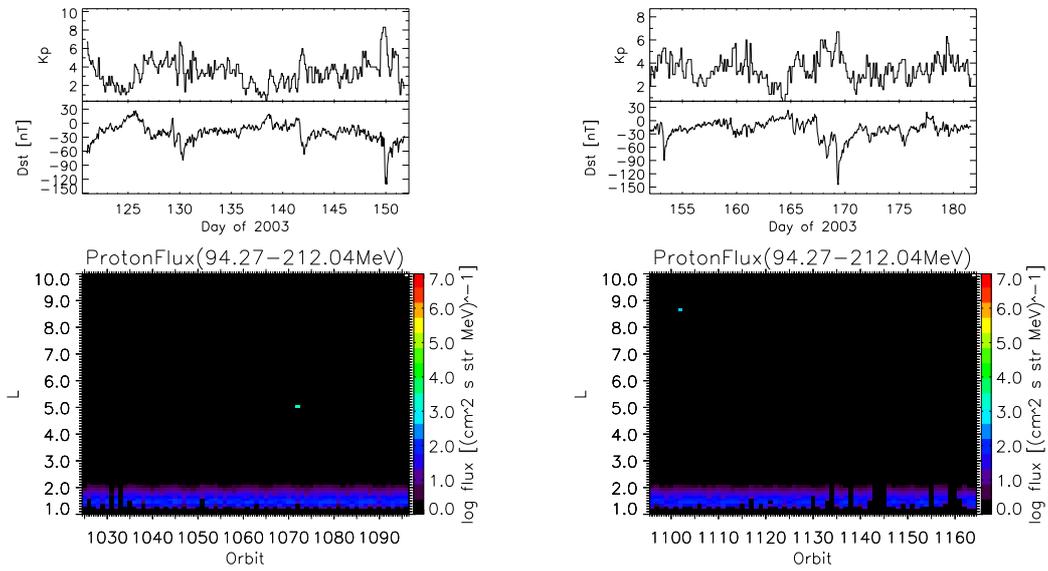


図 178: 図 171 と同様。ただし、2003 年 5 月 (左)。2003 年 6 月 (右)。

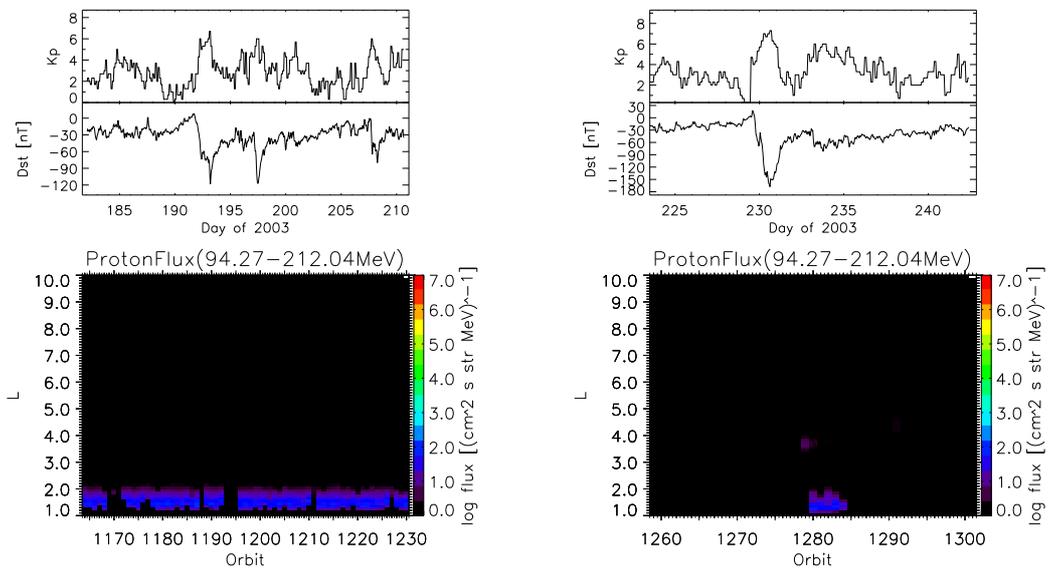


図 179: 図 171 と同様。ただし、2003 年 7 月 (左)。2003 年 8 月 (右)。

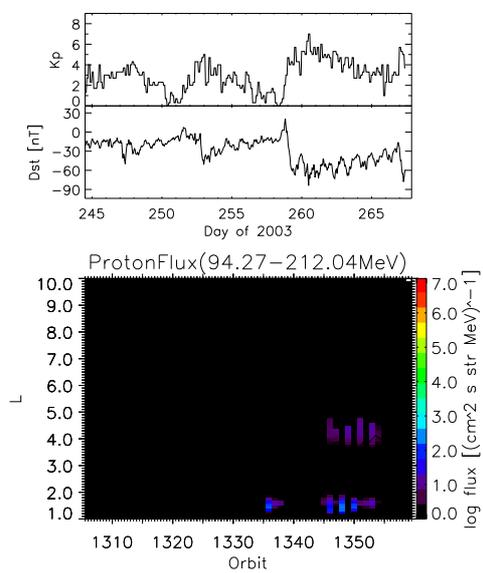


図 180: 図 171 と同様。ただし、2003 年 9 月。

## XVI 粒子フラックス (6.51 - 11.91 MeV)

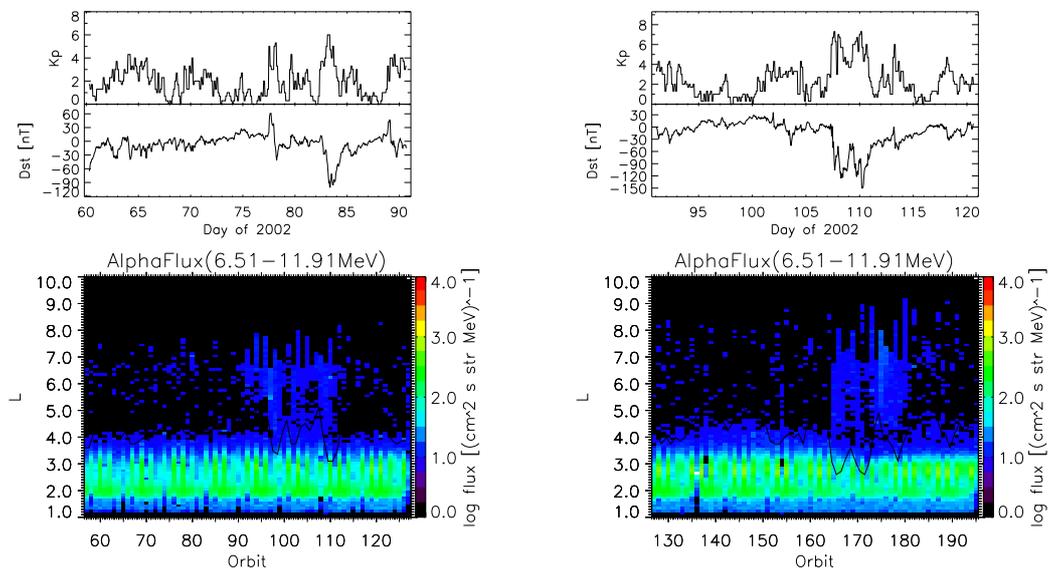


図 181: 図 31 と同様。ただし、粒子フラックス (6.51 - 11.91 MeV) であり、2002 年 3 月 (左) と 2002 年 4 月 (右)。

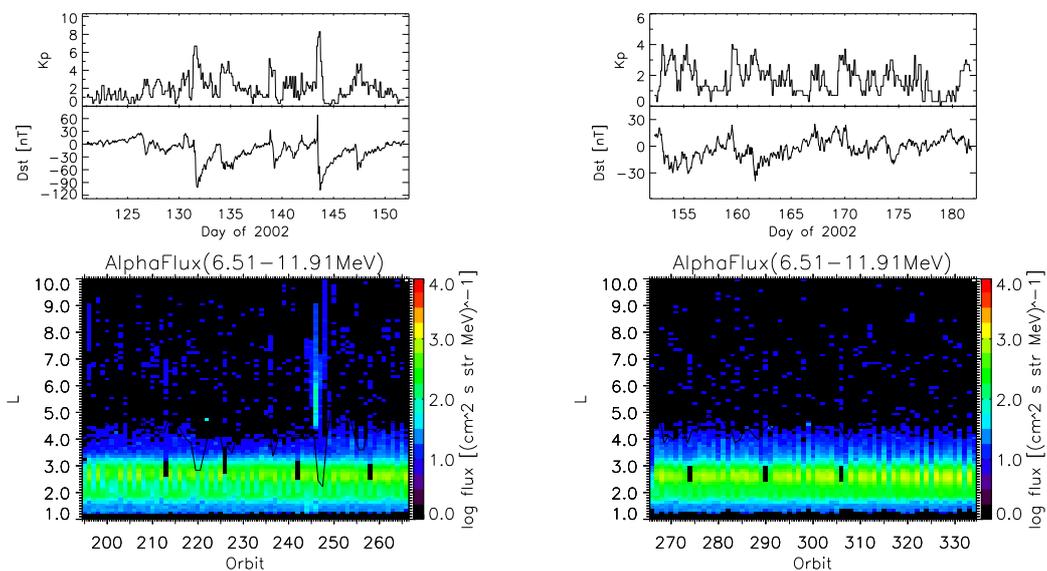


図 182: 図 181 と同様。ただし、2002 年 5 月 (左)。2002 年 6 月 (右)。

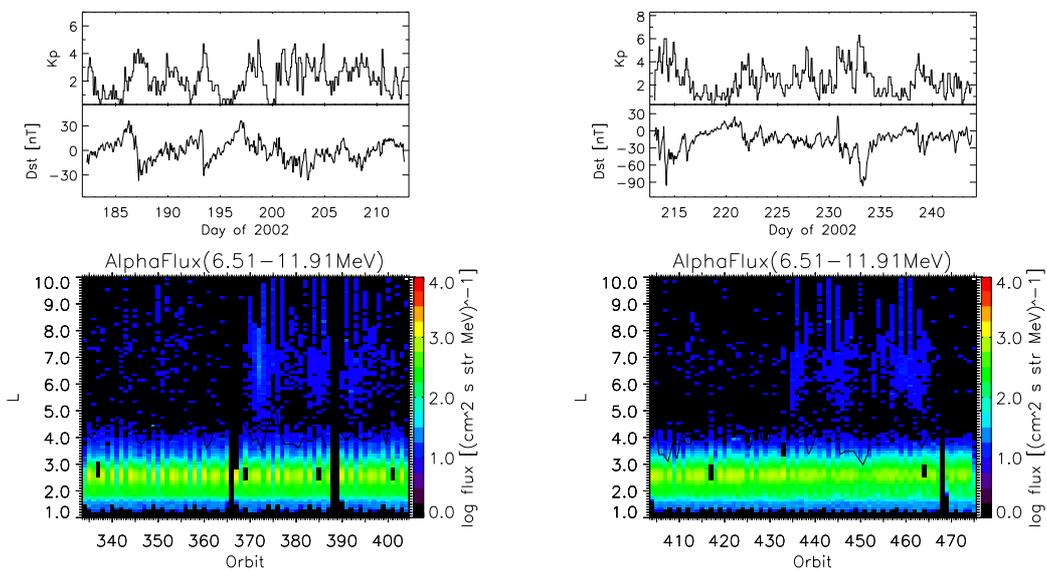


図 183: 図 181 と同様。ただし、2002 年 7 月 (左)。2002 年 8 月 (右)。

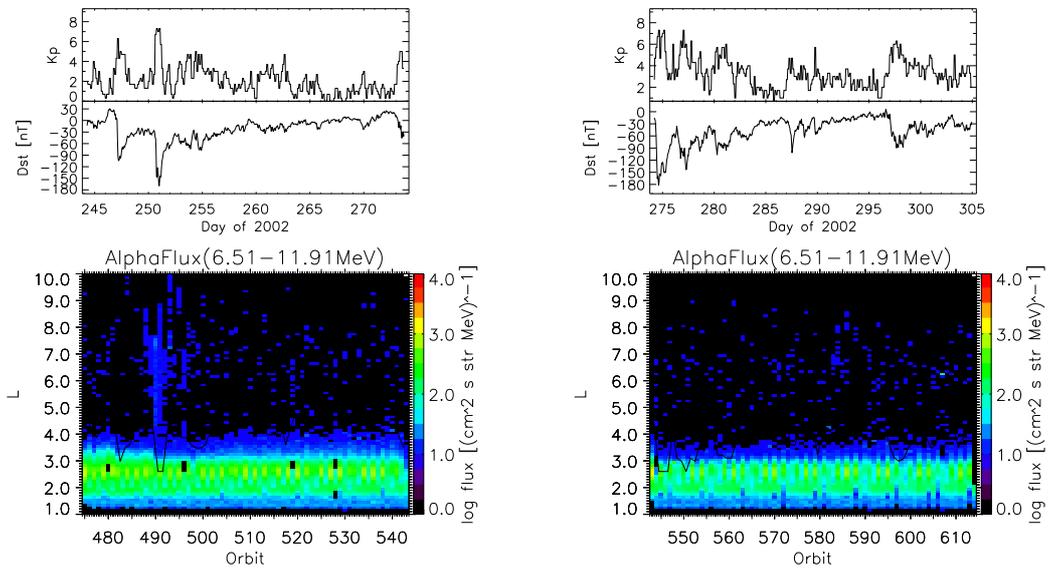


図 184: 図 181 と同様。ただし、2002 年 9 月 (左)。2002 年 10 月 (右)。

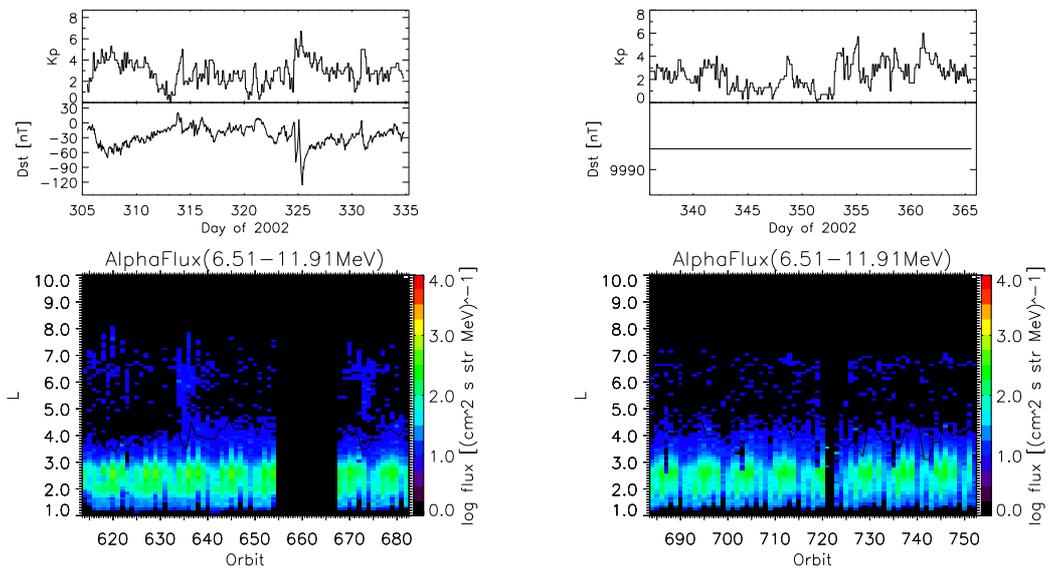


図 185: 図 181 と同様。ただし、2002 年 11(左) 月。2002 年 12(右) 月。

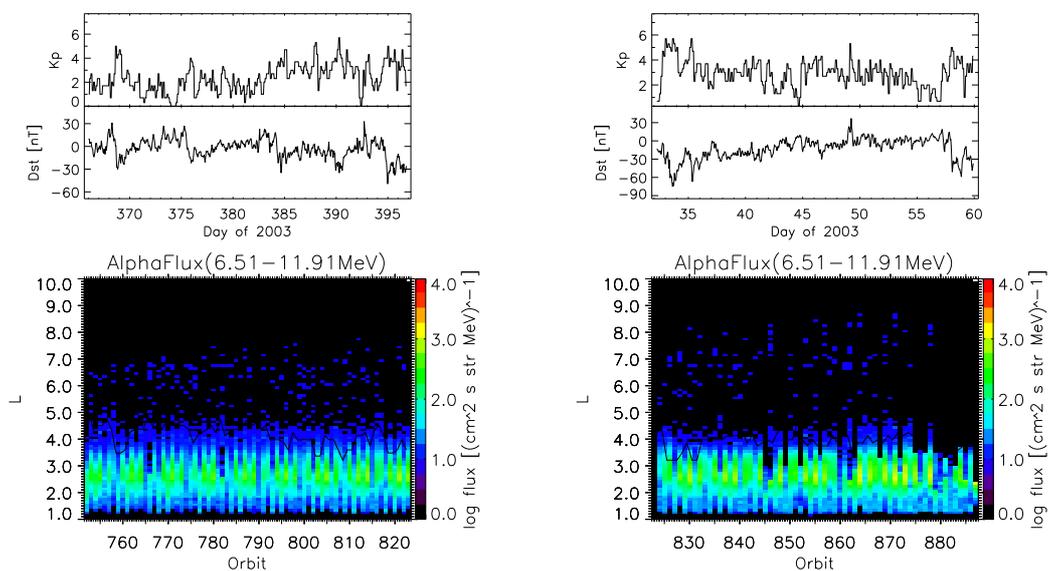


図 186: 図 181 と同様。ただし、2003 年 1 月 (左)。2003 年 2 月 (右)。

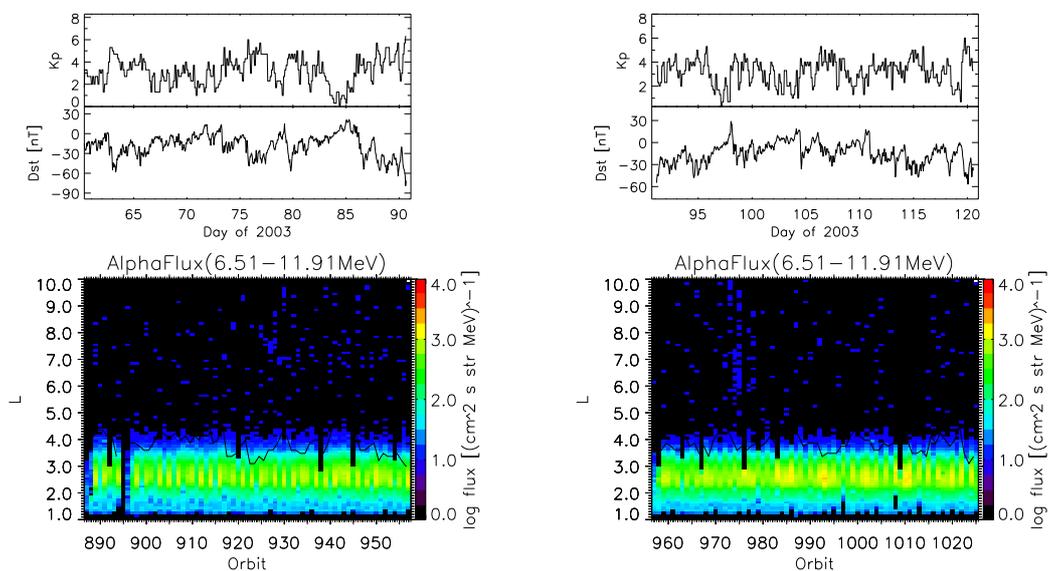


図 187: 図 181 と同様。ただし、2003 年 3 月 (左)。2003 年 4 月 (右)。

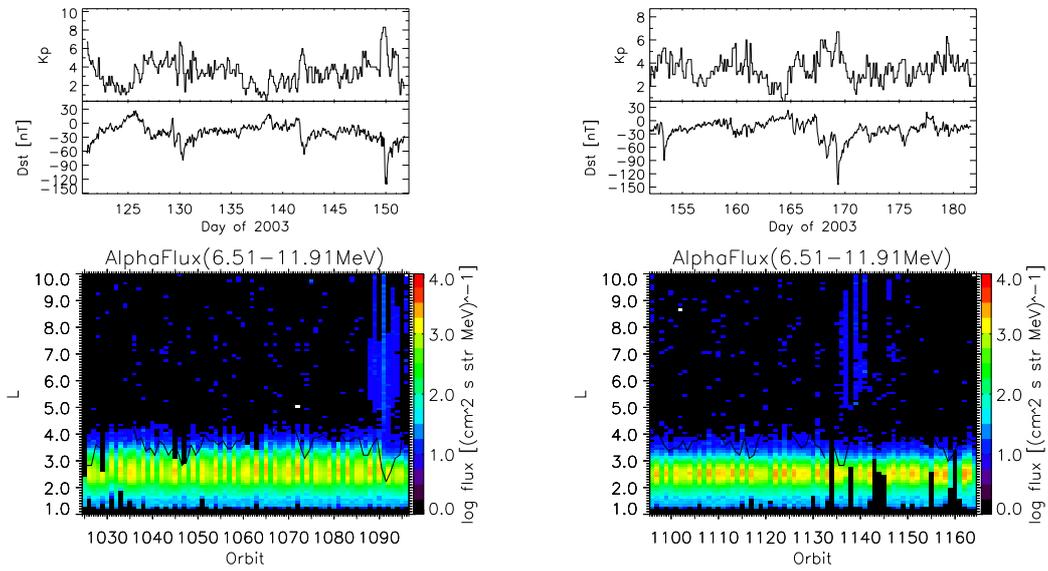


図 188: 図 181 と同様。ただし、2003 年 5 月 (左)。2003 年 6 月 (右)。

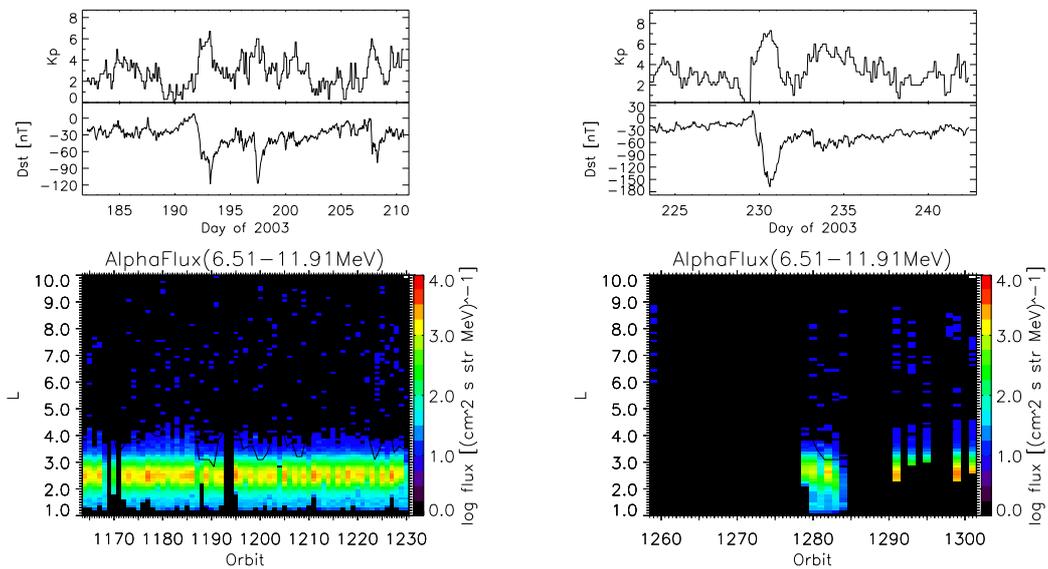


図 189: 図 181 と同様。ただし、2003 年 7 月 (左)。2003 年 8 月 (右)。

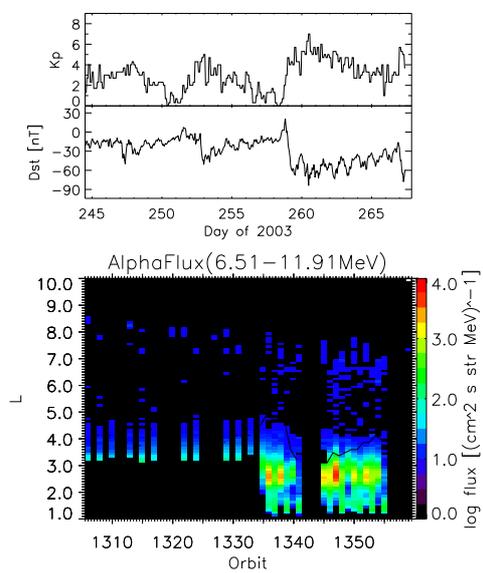


図 190: 図 181 と同様。ただし、2003 年 9 月。

## XVII 粒子フラックス (12.90 - 23.88 MeV)

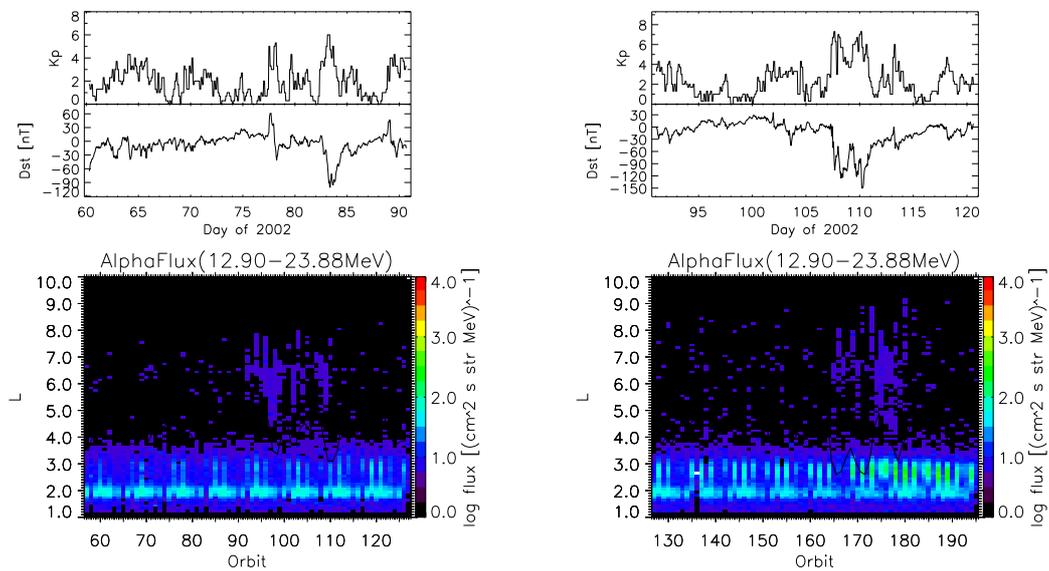


図 191: 図 31 と同様。ただし、粒子フラックス (12.90 - 23.88 MeV) であり、2002 年 3 月 (左) と 2002 年 4 月 (右)。

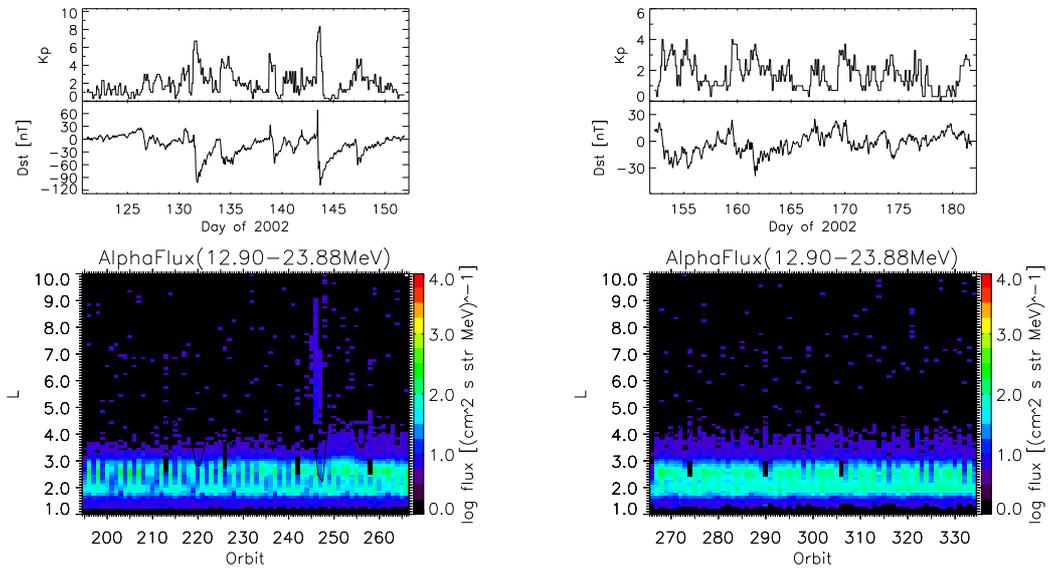


図 192: 図 191 と同様。ただし、2002 年 5 月 (左)。2002 年 6 月 (右)。

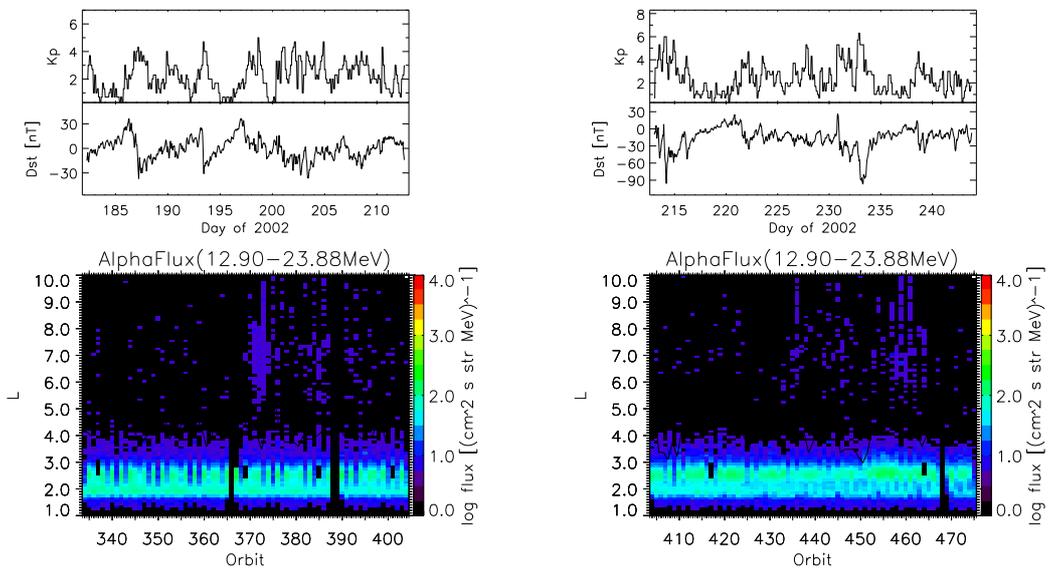


図 193: 図 191 と同様。ただし、2002 年 7 月 (左)。2002 年 8 月 (右)。

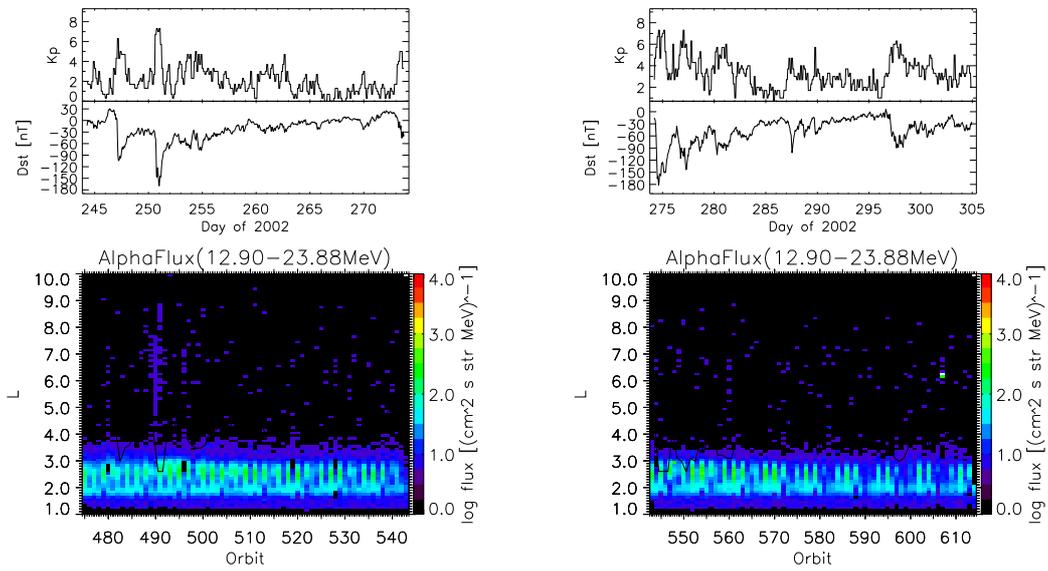


図 194: 図 191 と同様。ただし、2002 年 9 月 (左)。2002 年 10 月 (右)。

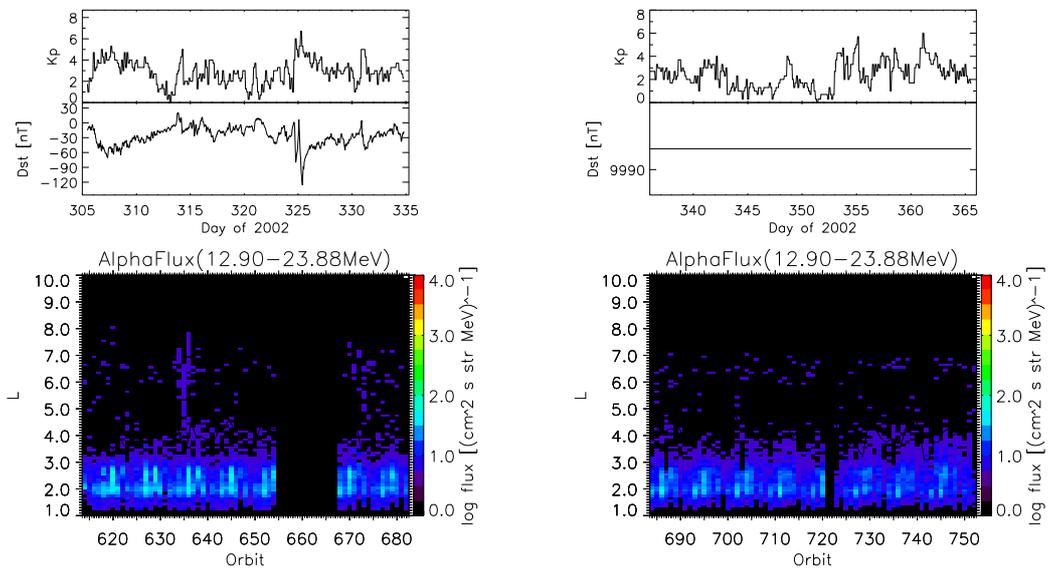


図 195: 図 191 と同様。ただし、2002 年 11(左) 月。2002 年 12(右) 月。

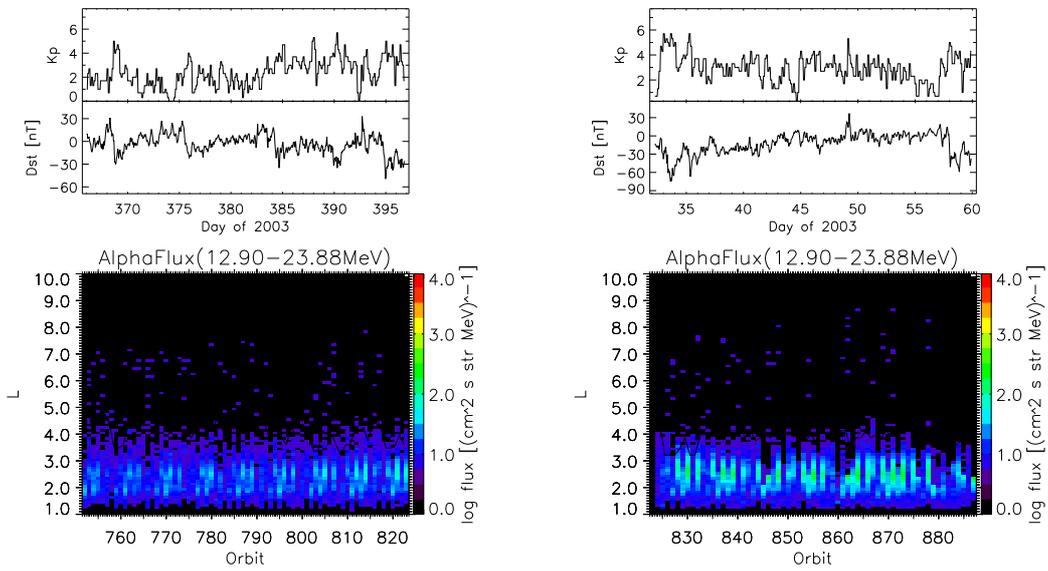


図 196: 図 191 と同様。ただし、2003 年 1 月 (左)。2003 年 2 月 (右)。

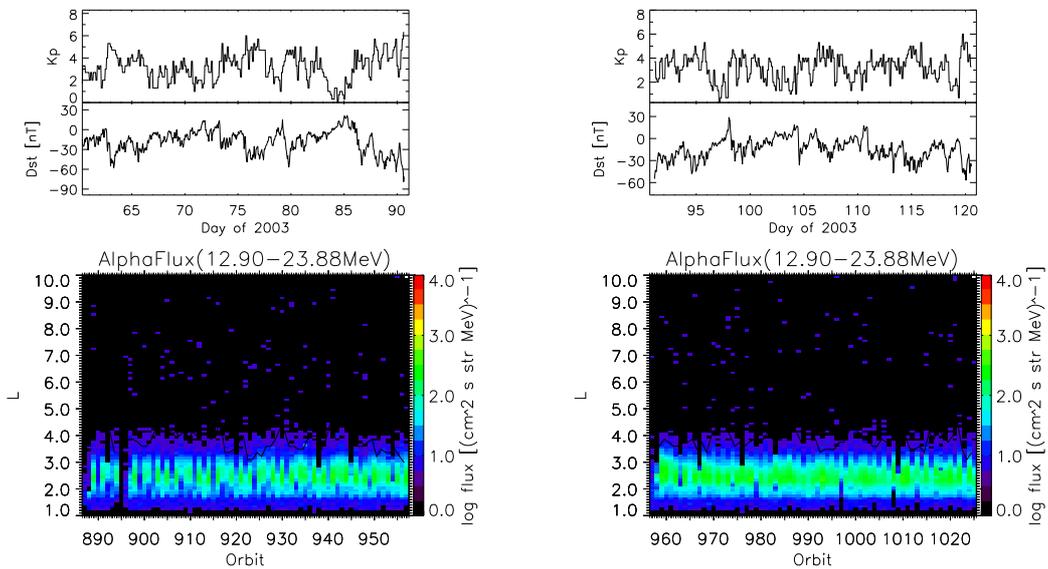


図 197: 図 191 と同様。ただし、2003 年 3 月 (左)。2003 年 4 月 (右)。

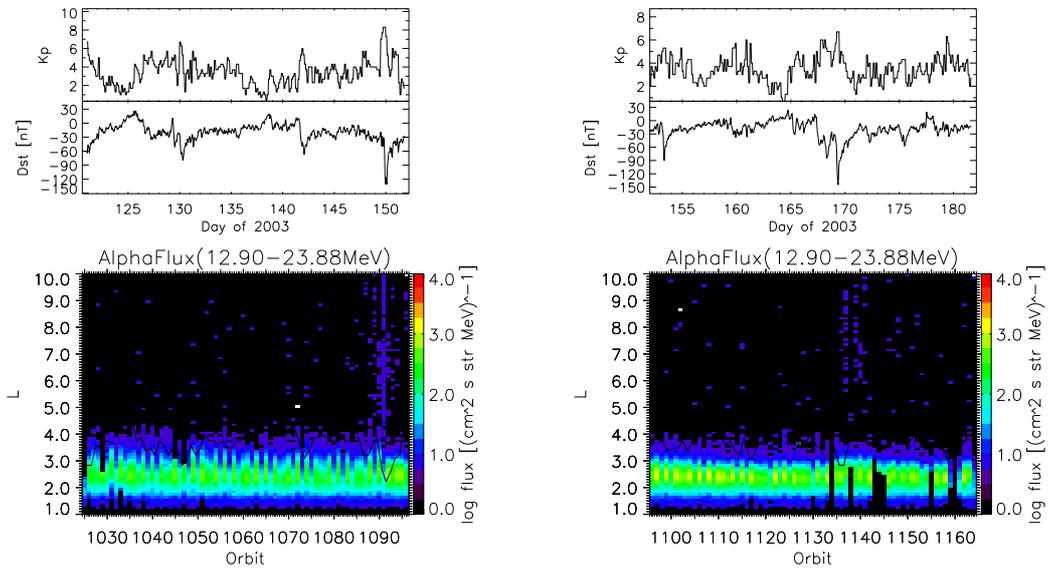


図 198: 図 191 と同様。ただし、2003 年 5 月 (左)。2003 年 6 月 (右)。

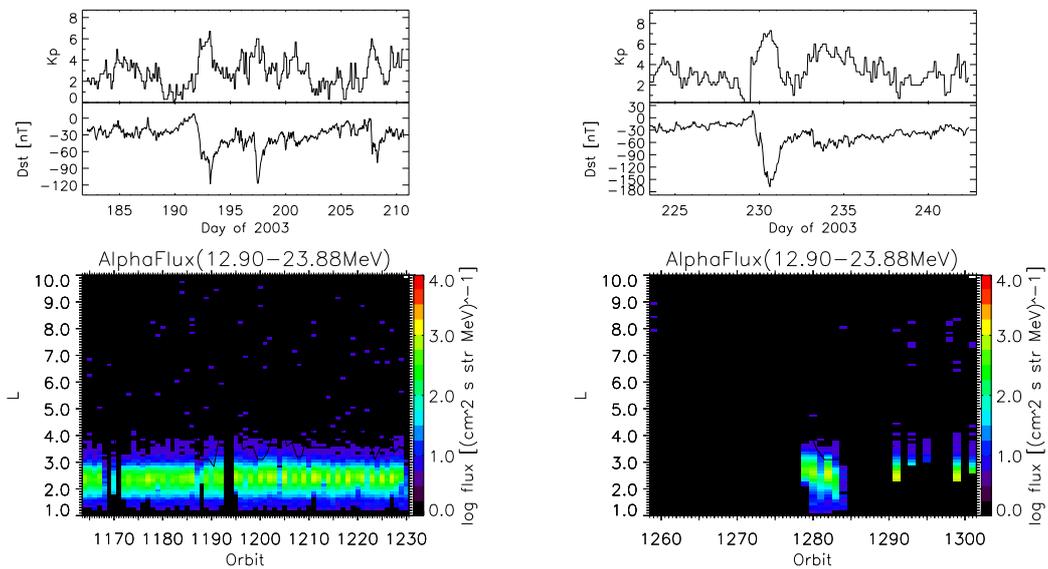


図 199: 図 191 と同様。ただし、2003 年 7 月 (左)。2003 年 8 月 (右)。

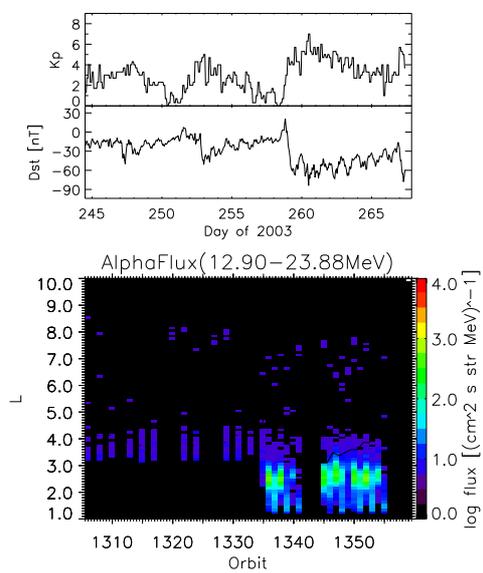


図 200: 図 191 と同様。ただし、2003 年 9 月。

## XVIII 粒子フラックス (26.54 - 43.31 MeV)

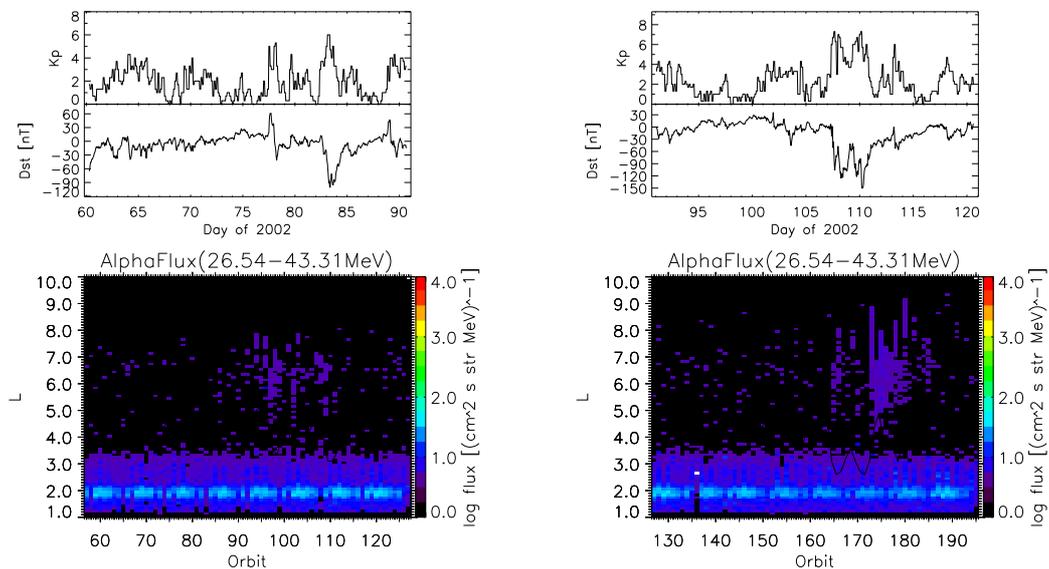


図 201: 図 31 と同様。ただし、粒子フラックス (26.54 - 43.31 MeV) であり、2002 年 3 月 (左) と 2002 年 4 月 (右)。

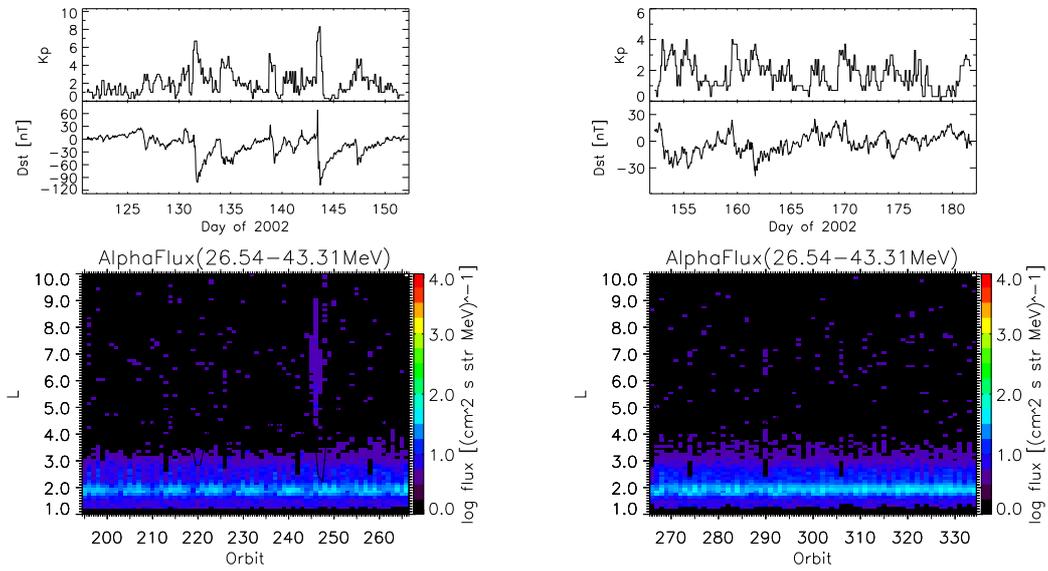


図 202: 図 201 と同様。ただし、2002 年 5 月 (左)。2002 年 6 月 (右)。

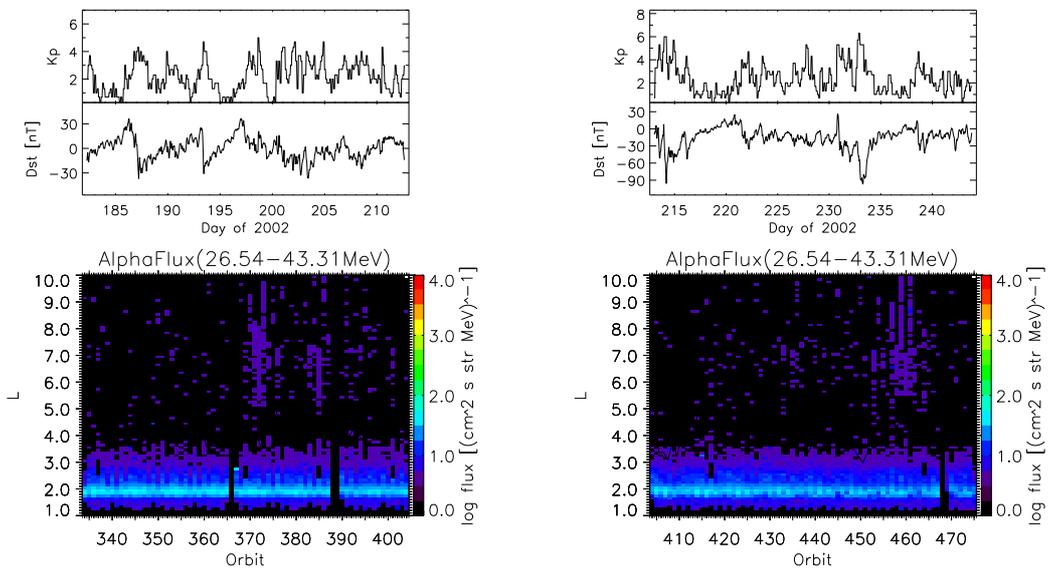


図 203: 図 201 と同様。ただし、2002 年 7 月 (左)。2002 年 8 月 (右)。

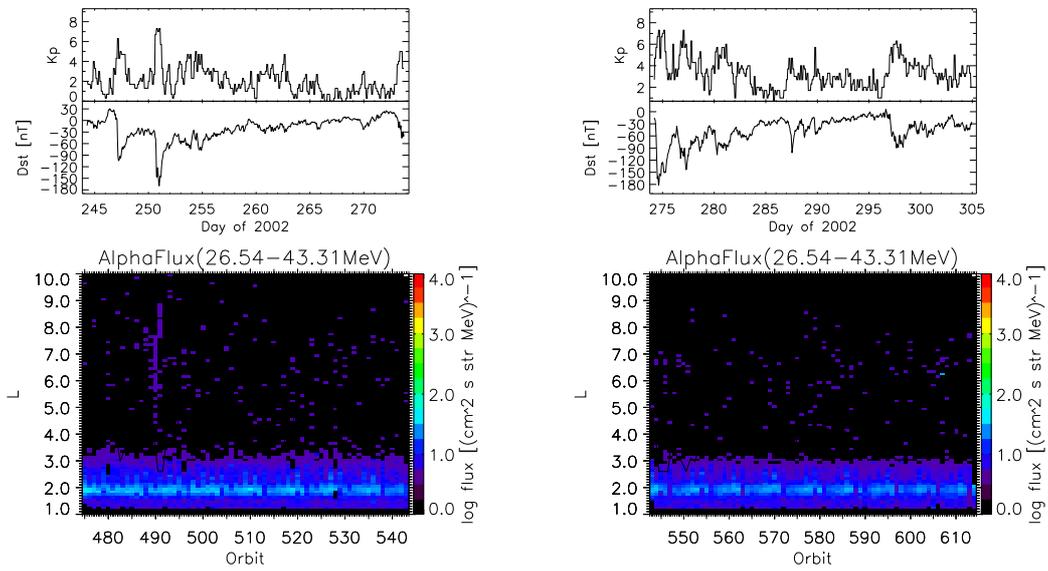


図 204: 図 201 と同様。ただし、2002 年 9 月 (左)。2002 年 10 月 (右)。

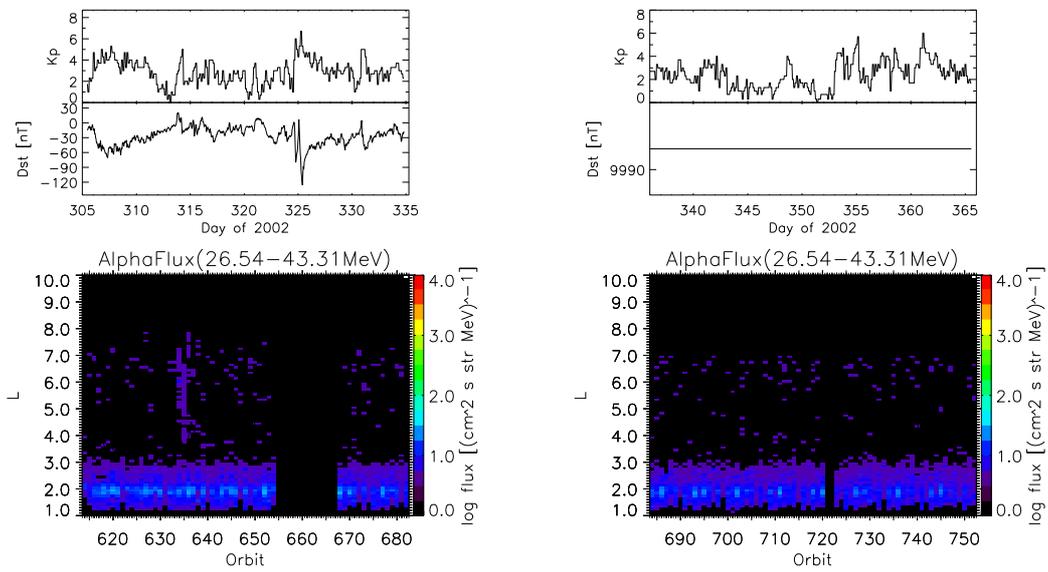


図 205: 図 201 と同様。ただし、2002 年 11(左) 月。2002 年 12(右) 月。

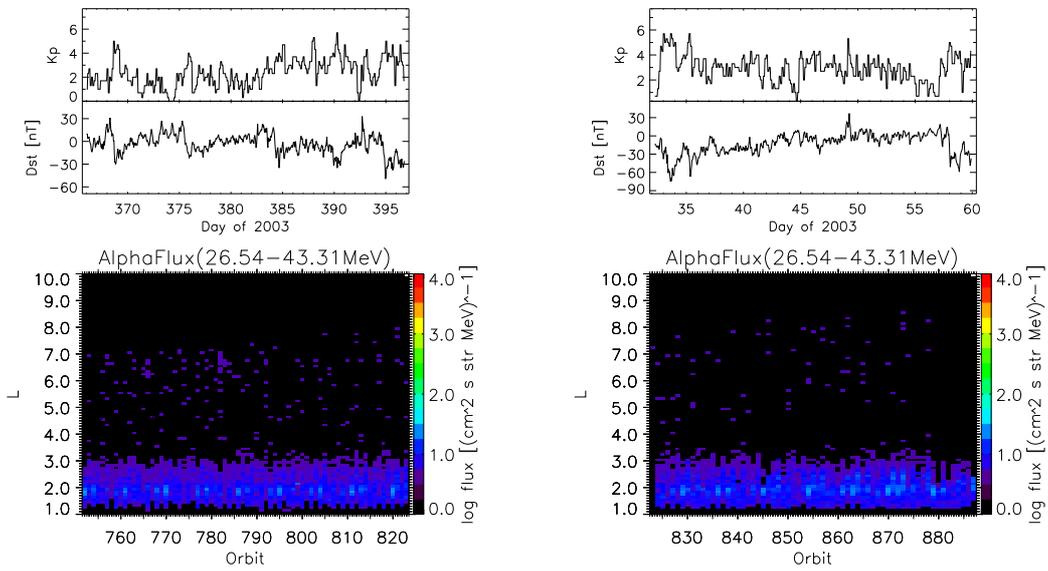


図 206: 図 201 と同様。ただし、2003 年 1 月 (左)。2003 年 2 月 (右)。

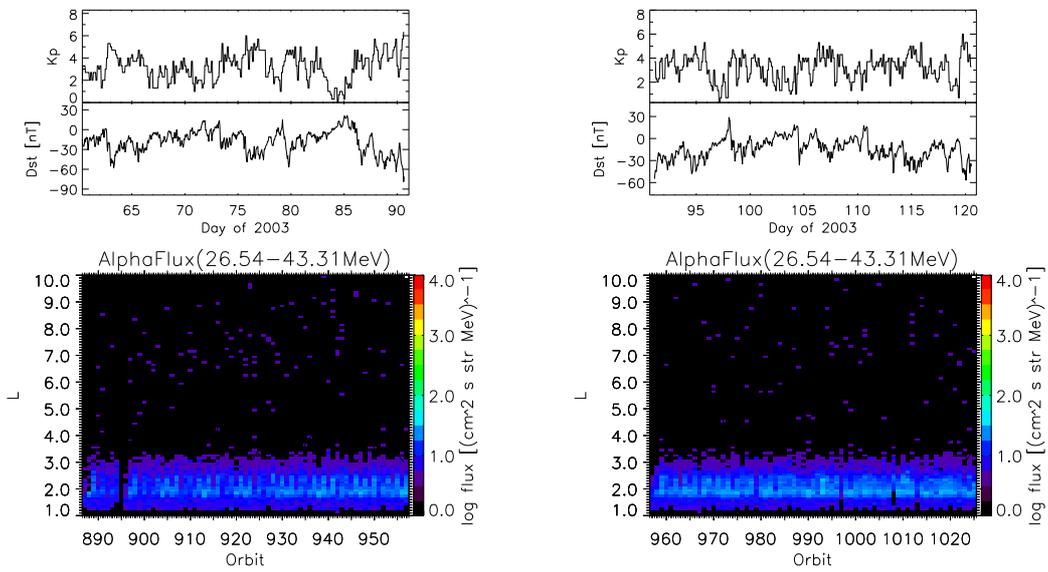


図 207: 図 201 と同様。ただし、2003 年 3 月 (左)。2003 年 4 月 (右)。

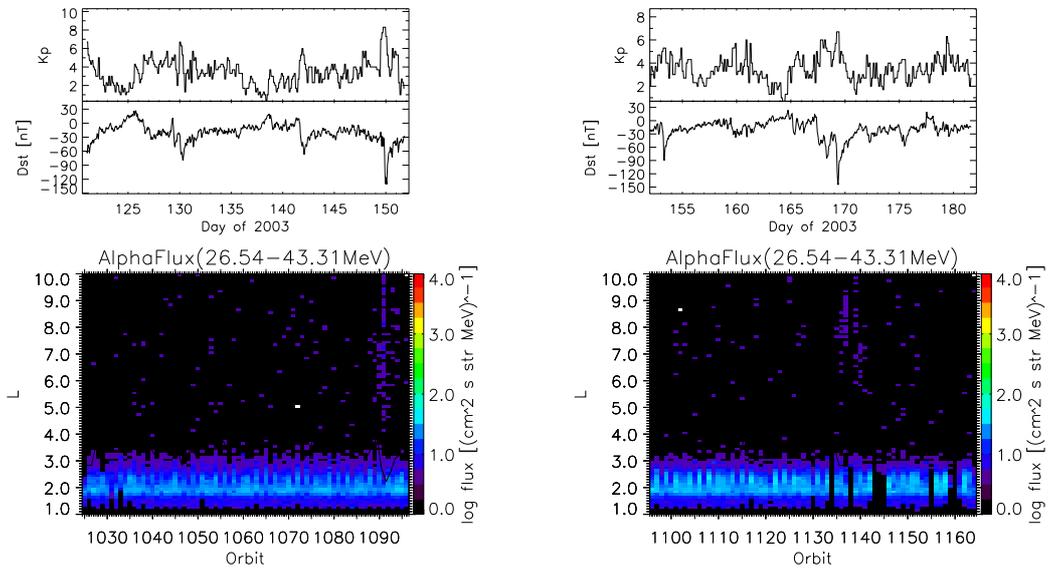


図 208: 図 201 と同様。ただし、2003 年 5 月 (左)。2003 年 6 月 (右)。

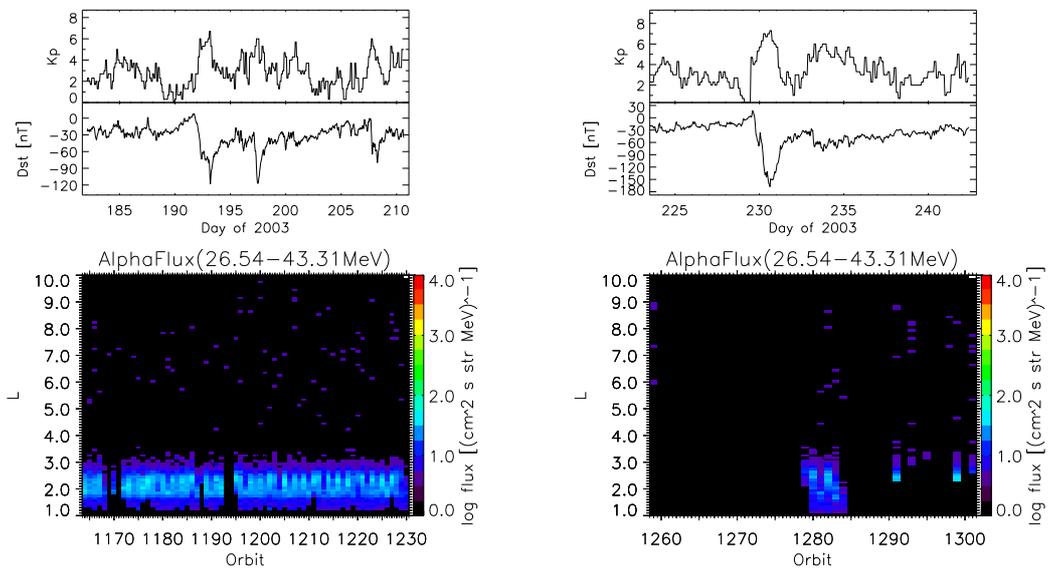


図 209: 図 201 と同様。ただし、2003 年 7 月 (左)。2003 年 8 月 (右)。

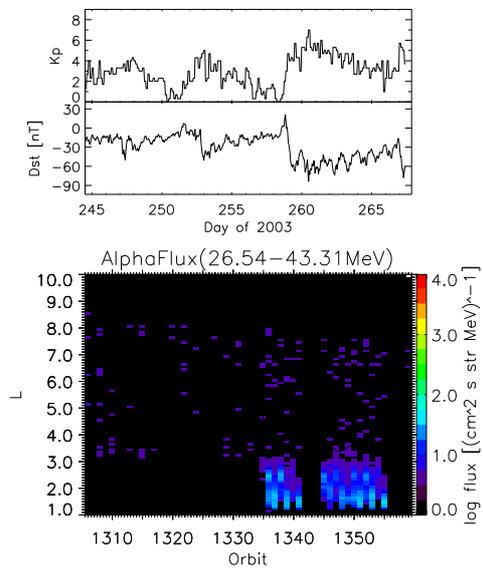


図 210: 図 201 と同様。ただし、2003 年 9 月。

## XIX 粒子フラックス (65.13 - 137.18 MeV)

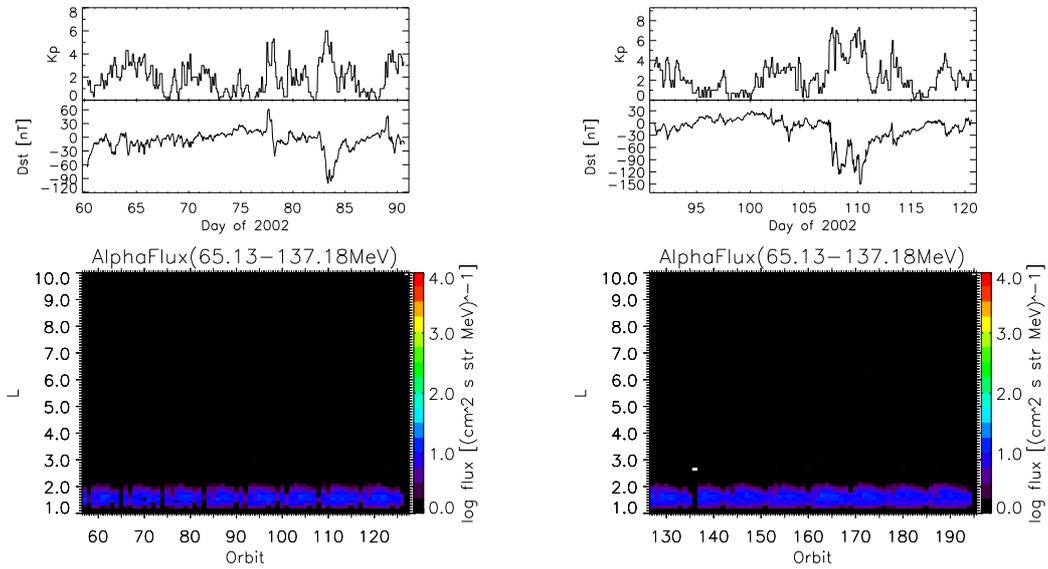


図 211: 図 31 と同様。ただし、粒子フラックス (65.13 - 137.18 MeV) であり、2002 年 3 月 (左) と 2002 年 4 月 (右)。

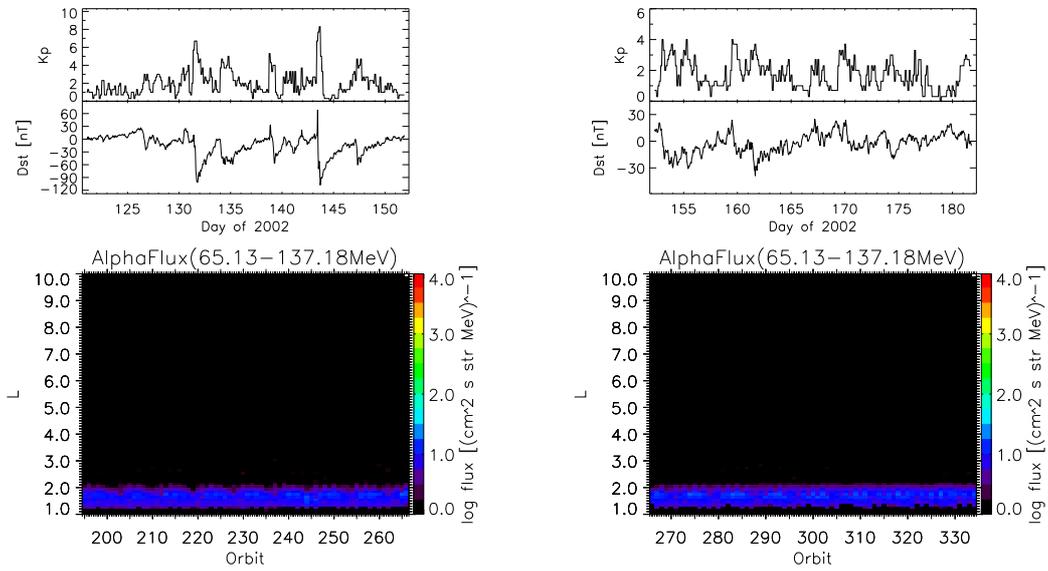


図 212: 図 211 と同様。ただし、2002 年 5 月 (左)。2002 年 6 月 (右)。

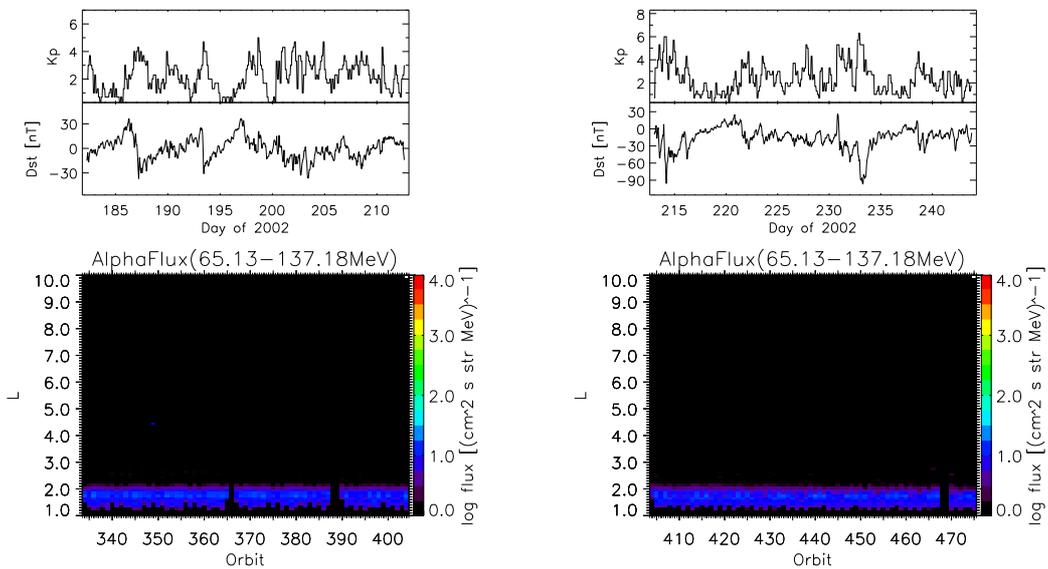


図 213: 図 211 と同様。ただし、2002 年 7 月 (左)。2002 年 8 月 (右)。

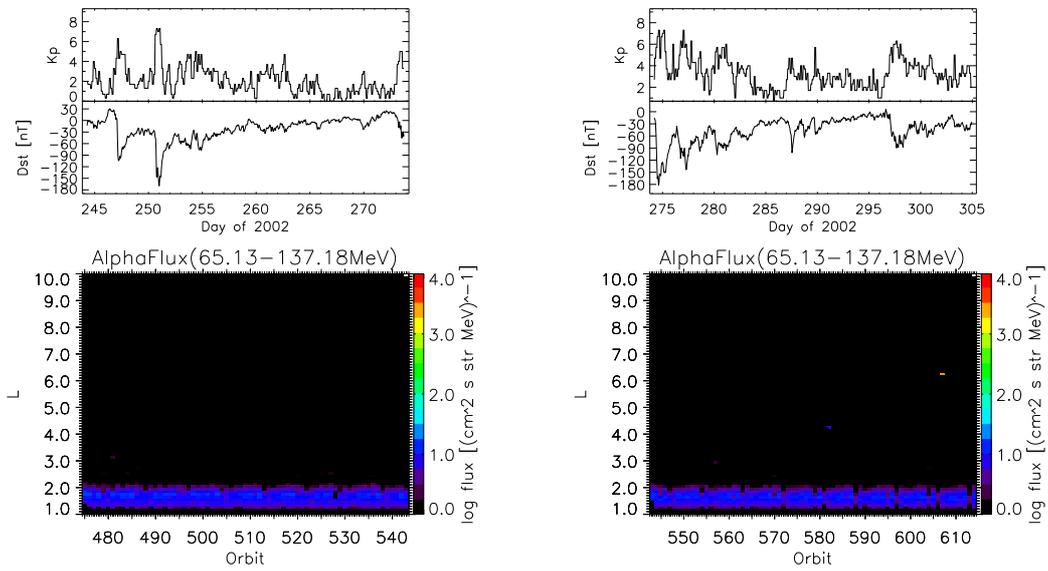


図 214: 図 211 と同様。ただし、2002 年 9 月 (左)。2002 年 10 月 (右)。

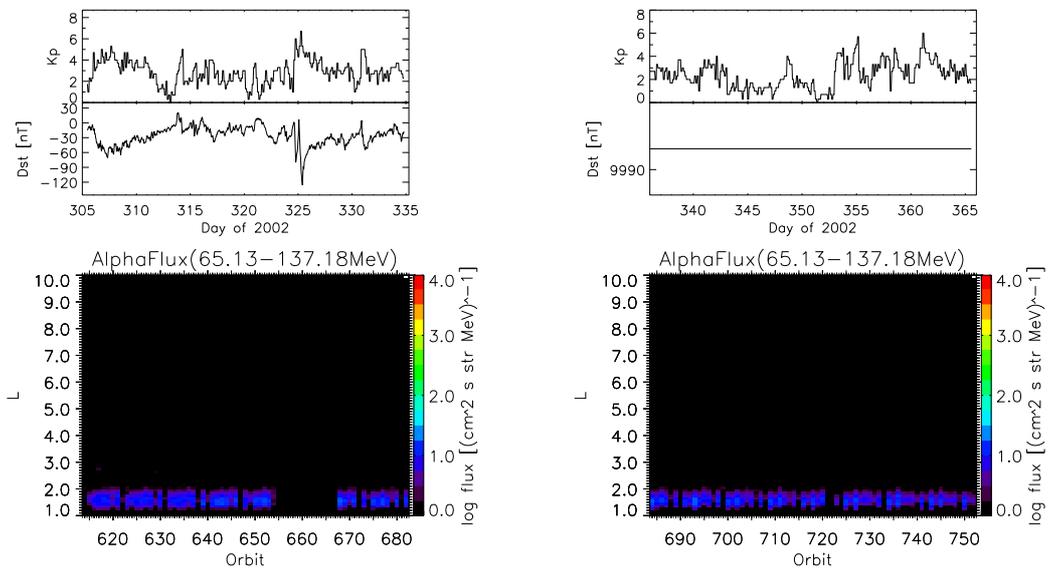


図 215: 図 211 と同様。ただし、2002 年 11(左) 月。2002 年 12(右) 月。

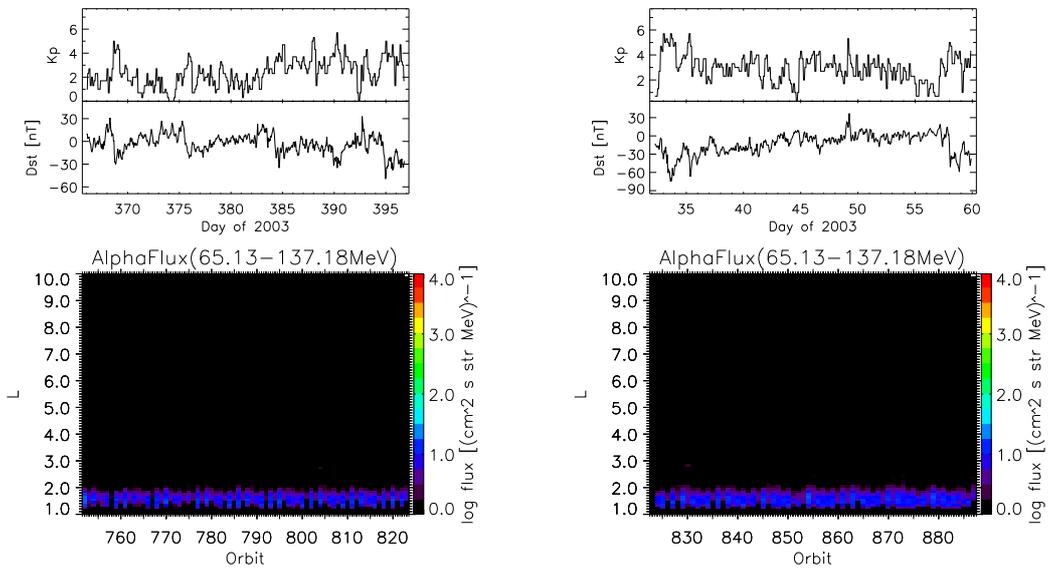


図 216: 図 211 と同様。ただし、2003 年 1 月 (左)。2003 年 2 月 (右)。

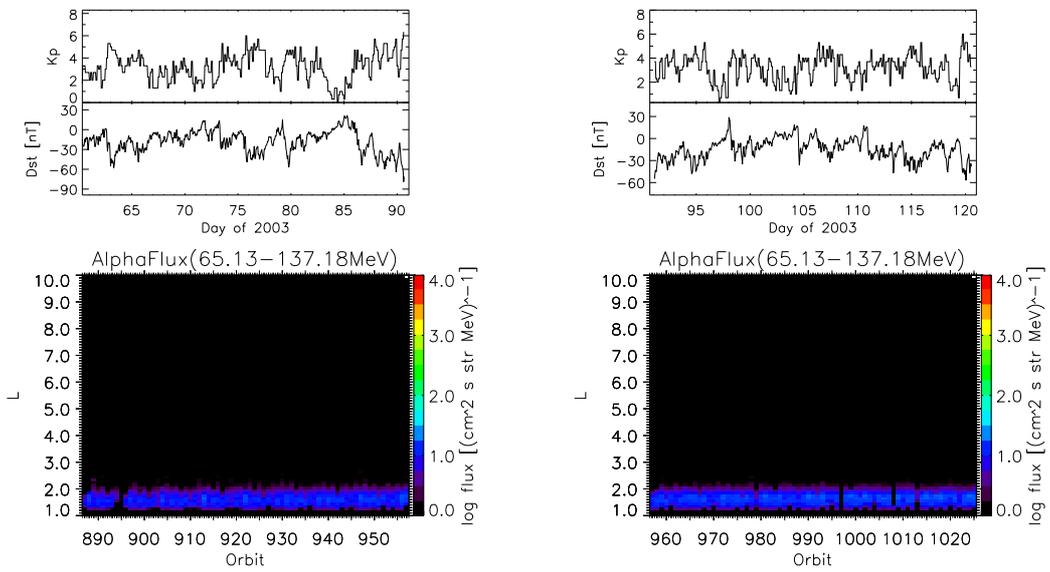


図 217: 図 211 と同様。ただし、2003 年 3 月 (左)。2003 年 4 月 (右)。

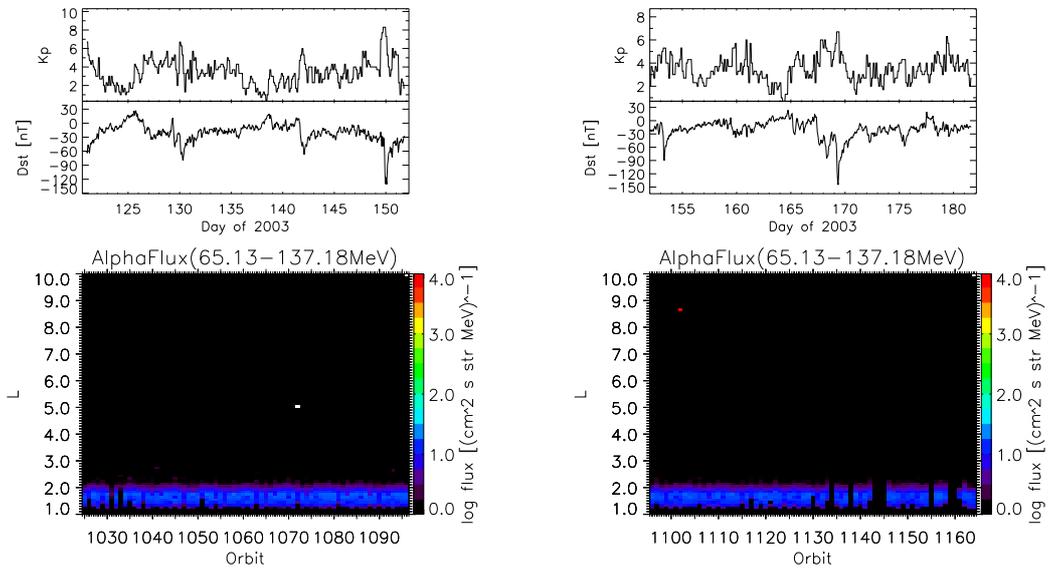


図 218: 図 211 と同様。ただし、2003 年 5 月 (左)。2003 年 6 月 (右)。

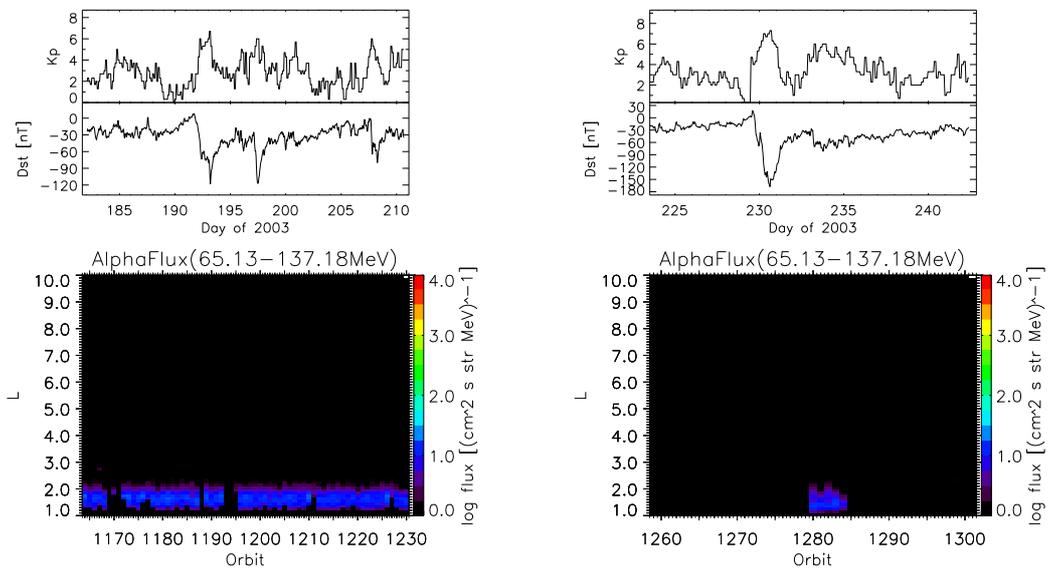


図 219: 図 211 と同様。ただし、2003 年 7 月 (左)。2003 年 8 月 (右)。

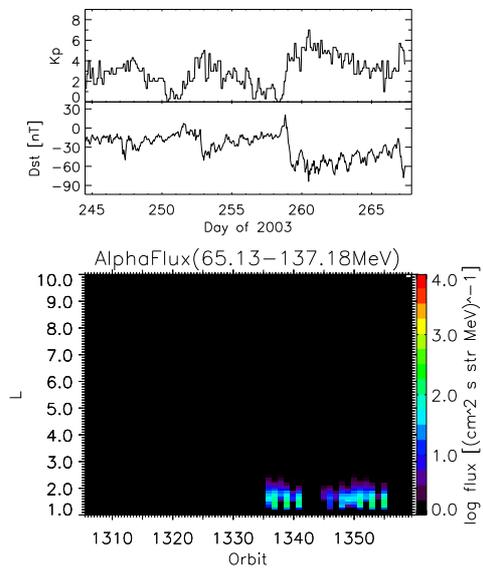


図 220: 図 211 と同様。ただし、2003 年 9 月。

## XX 重イオンフラックス (24 - 155 MeV)

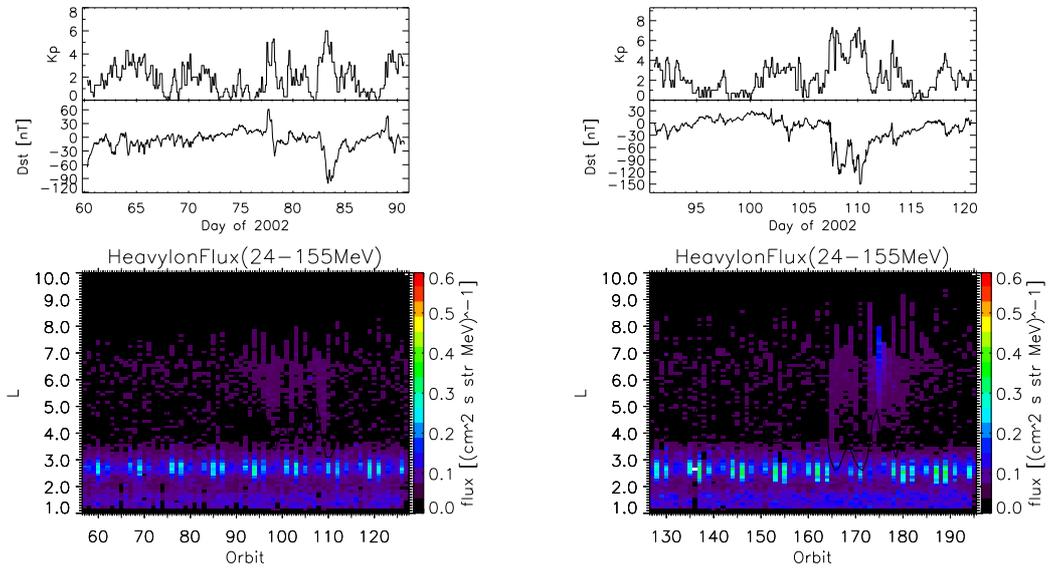


図 221: 図 31 と同様。ただし、重イオンフラックス (24 - 155 MeV) であり、2002 年 3 月 (左) と 2002 年 4 月 (右)。

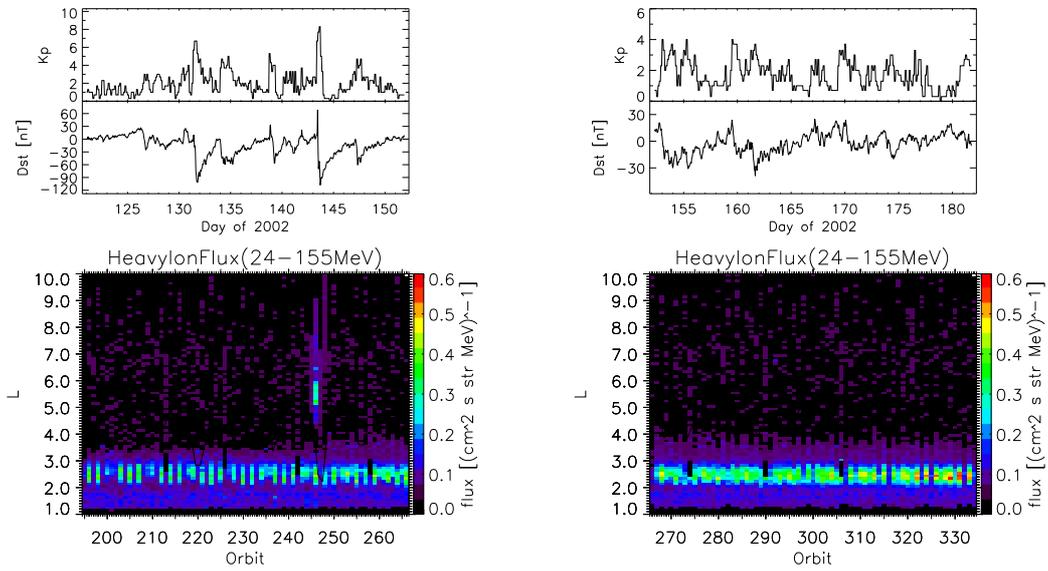


図 222: 図 221 と同様。ただし、2002 年 5 月 (左)。2002 年 6 月 (右)。

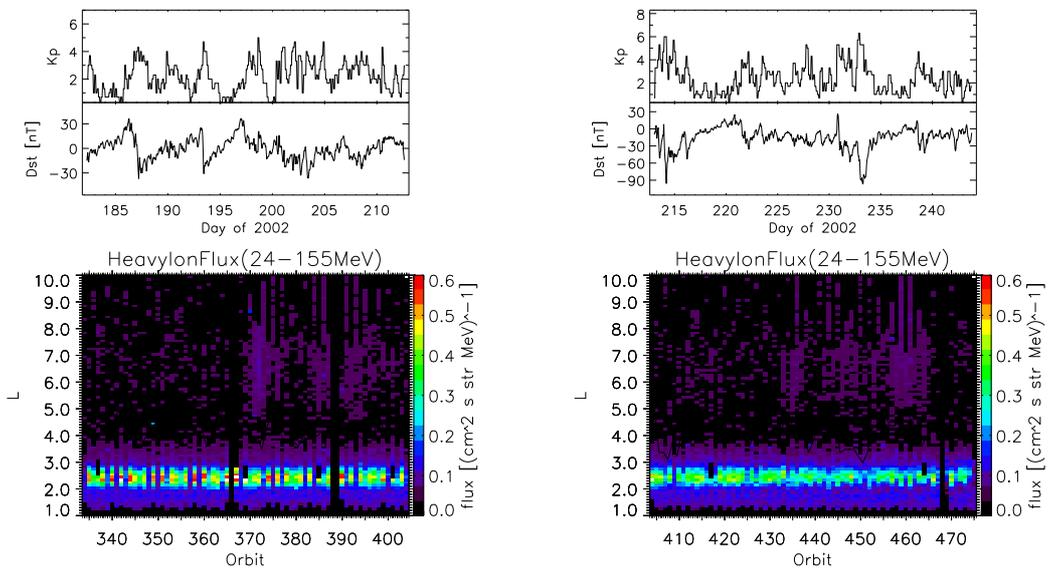


図 223: 図 221 と同様。ただし、2002 年 7 月 (左)。2002 年 8 月 (右)。

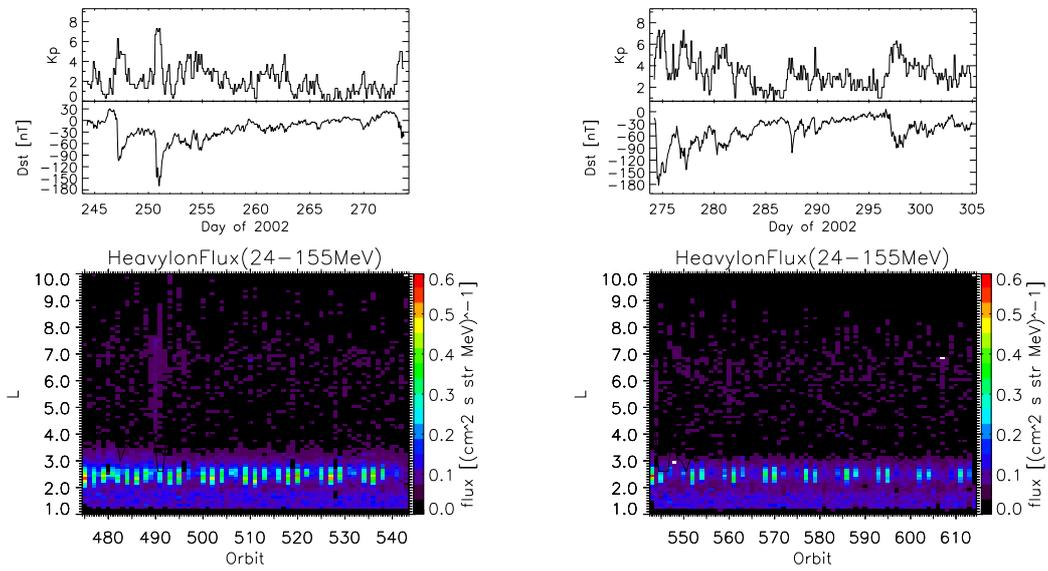


図 224: 図 221 と同様。ただし、2002 年 9 月 (左)。2002 年 10 月 (右)。

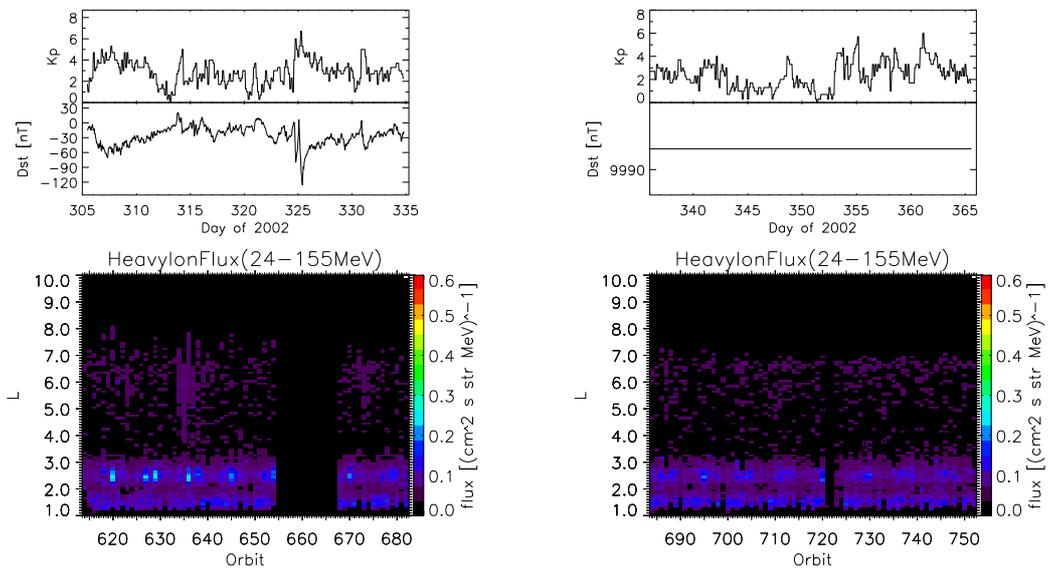


図 225: 図 221 と同様。ただし、2002 年 11(左) 月。2002 年 12(右) 月。

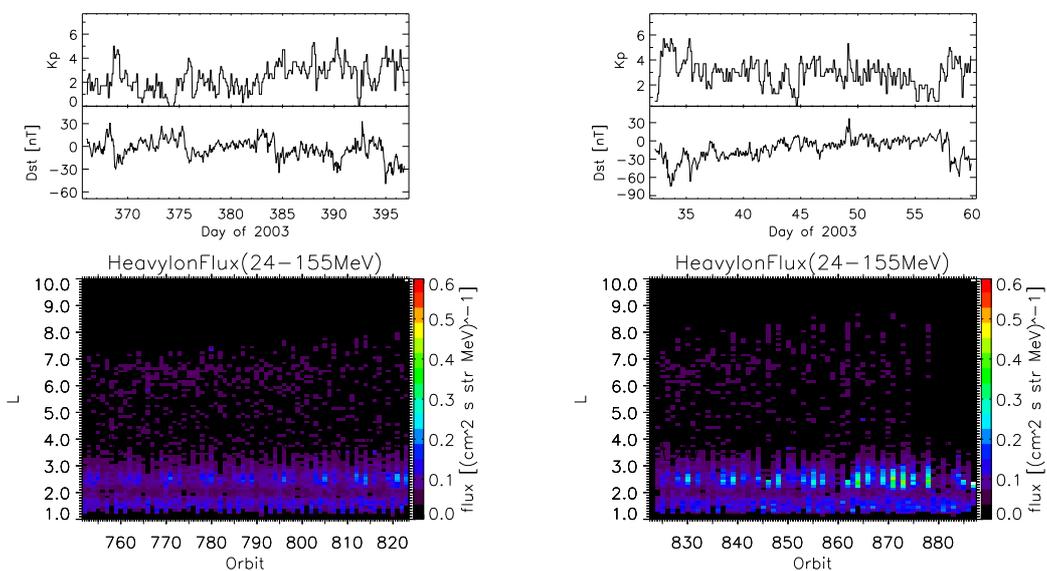


図 226: 図 221 と同様。ただし、2003 年 1 月 (左)。2003 年 2 月 (右)。

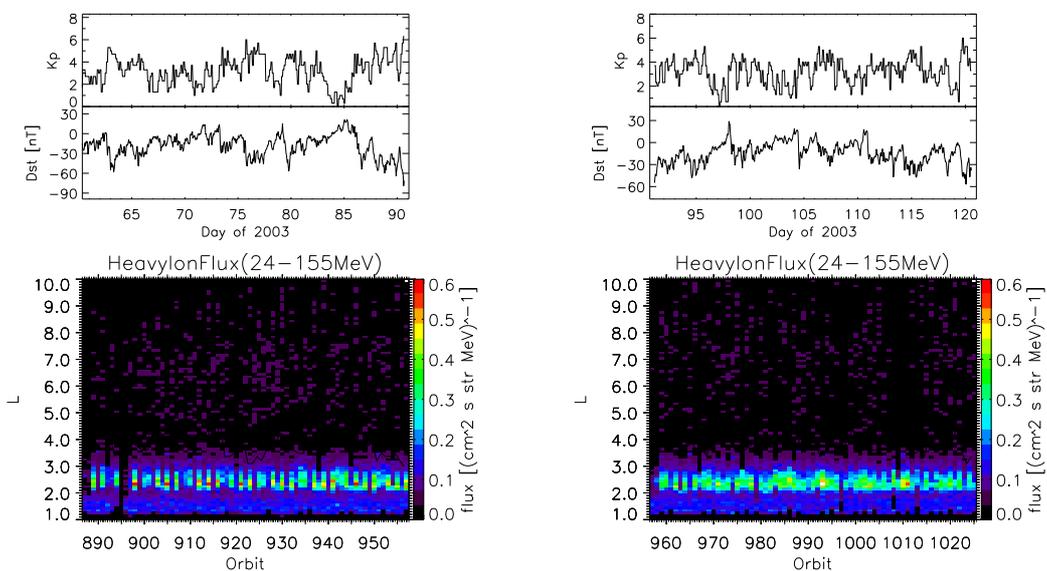


図 227: 図 221 と同様。ただし、2003 年 3 月 (左)。2003 年 4 月 (右)。

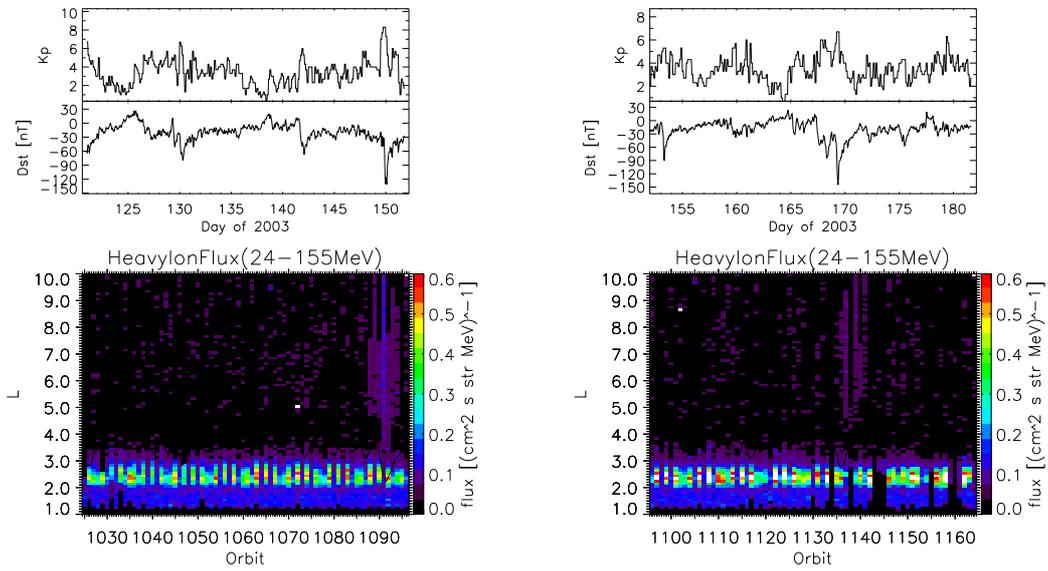


図 228: 図 221 と同様。ただし、2003 年 5 月 (左)。2003 年 6 月 (右)。

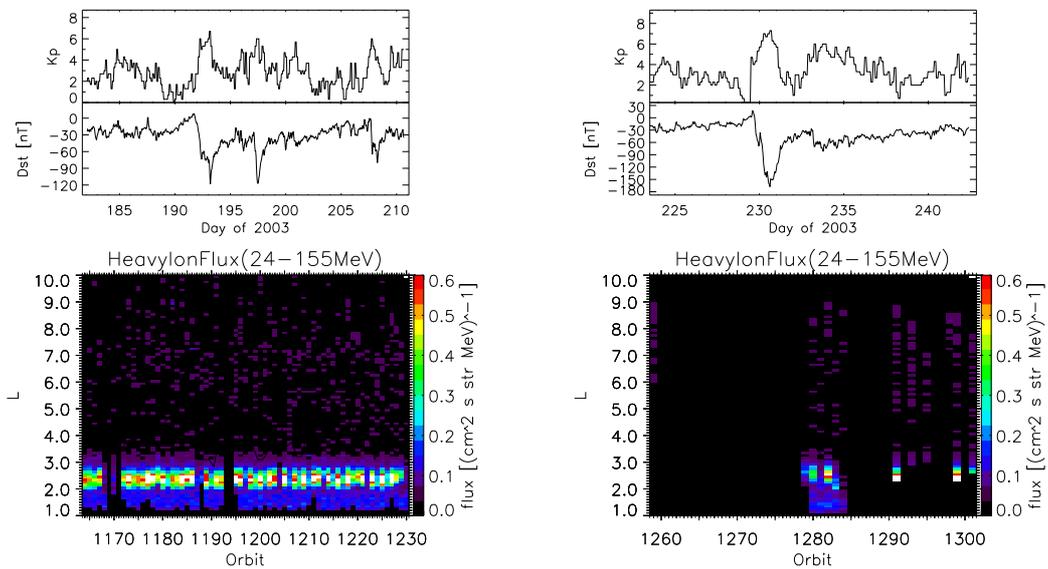


図 229: 図 221 と同様。ただし、2003 年 7 月 (左)。2003 年 8 月 (右)。

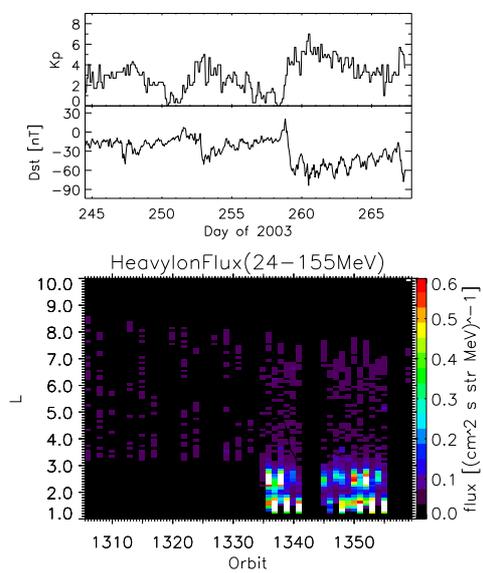


図 230: 図 221 と同様。ただし、2003 年 9 月。