



Title	地球放射線帯の動径拡散モデルの構築
Author(s)	小松, 研吾; KOMATSU, Kengo; 渡部, 重十 他
Citation	北海道大学地球物理学研究報告, 70, 85-93
Issue Date	2007-03-15
DOI	<a href="https://doi.org/10.14943/gbhu.70.85">https://doi.org/10.14943/gbhu.70.85</a>
Doc URL	<a href="https://hdl.handle.net/2115/20425">https://hdl.handle.net/2115/20425</a>
Type	departmental bulletin paper
File Information	70-11_P085-093.pdf



## 地球放射線帯の動径拡散モデルの構築

小松 研吾・渡部 重十

北海道大学大学院理学研究科地球惑星科学専攻

(2006年12月28日受理)

### Development of a radial diffusion model for Earth's radiation belts

Kengo KOMATSU and Shigeto WATANABE

Division of Earth and Planetary Science, Graduate school of Science, Hokkaido University

(Received December 28, 2006)

The radiation belts are the region that energetic charged particles are trapped by Earth's magnetic field. It is well known that the energetic particles flux are varied during geomagnetic disturbances. Many researchers have studied about the flux variation of radiation belt, but the mechanism of the variation has not been understood in detail.

A radial diffusion model can reproduce a basic structure of the radiation belts. Radiation belt particles are supplied from the outer boundary of the radiation belt, and the flux is arranged by the balance of intensity of the diffusion and the loss due to pitch-angle scattering. An intensity and a distribution of the electrostatic field and the whistler waves which determine the magnitude of the diffusion and the loss of radiation belt particles are uncertain.

Cornwall (1968) derived the radial diffusion coefficient due to substorm convection electrostatic field. Brautigam and Albert (2000) derived the root mean square of electrostatic field which is a linear function of  $K_p$  index from observations. Lyons et al. (1972) calculated the pitch-angle diffusion within the plasmasphere and the lifetime of the particles.

Solving the radial diffusion equations using these functions, the slot region is not formed and the flux near the Earth region is too large. Diffusion coefficient is reduced by 1/100 at  $L < L_{pp}$ , the slot is formed and too much flux injection from outer belt is suppressed. The change of radial diffusion coefficient at the plasmopause location may affect the structure of radiation belts.

### I. はじめに

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100 keV から数10MeV の陽子や数10 keV から数MeV の電子からなる。

放射線帯はVan Allen らによって1958 年に発見され、その後の多くの衛星による観測などか

ら、太陽活動に伴う太陽風速度の変化や磁気嵐などの磁気圏環境の変化に伴いその粒子フラックスが空間的にも時間的にも激しく変動することが知られている(Baker et al., 1994).

陽子により構成される放射線帯は、磁気嵐などの磁気圏環境の変化に対して比較的安定して存在しており、その位置はおよそ1.1–4.0  $R_E$  ( $R_E$  は地球半径= 6378 km) である. 外縁部でのフラックス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.

電子放射線帯は二つの領域に分かれている. およそ1.1–2.5  $R_E$  に存在する内帯とおよそ3.0–7.0  $R_E$  に存在する外帯の二重構造をしている(Fig.1). 外帯の電子フラックスのピークの位置はおよそ4.0–5.0  $R_E$  に存在する. 内帯と外帯の間は電子フラックスが急激に減少しており、スロット領域と呼ばれる. 外帯は磁気嵐に伴い非常に激しく変動する. 電子フラックスは磁気嵐主相において急激に減少し、回復相で回復する. CIR(Co-rotating Interaction Region) による磁気嵐の際の外帯電子フラックスの増加はCME (Coronal Mass Ejection) による磁気嵐の場合に比べ大きくなり、磁気嵐の大きさとはあまり関係ないことが知られている (Miyoshi and Kataoka, 2005).

内帯は外帯に比べ安定している. 非常に大きな磁気嵐が発生した場合に、スロット領域を埋めて内帯へ電子が流入する様子が観測されている(Fig.2).

電子放射線帯はその外側境界が静止軌道のすぐ内側にあるため、電子フラックスの変動がその軌道上にある宇宙機器へ及ぼす影響は非常に大きい. より地球に近い場所では、放射線帯電子だけでなくよりエネルギーの高い陽子も存在し、国際宇宙ステーションなどでの宇宙開発において放射線帯粒子が機器や人体に致命的な影響を与えるため、放射線帯粒子フラックスの変動について調べることは非常に重要である.

電子放射線帯粒子フラックス変動の基本的なダイナミクスは次のようなものである. 磁気嵐やサブストーム時に磁気圏尾部から放射線帯外縁に供給された電子が磁気圏内の電磁場の乱れによって断熱的に内側へ拡散される(radial diffusion). その過程では電子の磁気モーメント保存により電子のエネルギーは増加する. また、磁気圏内に存在するホイッスラー波との相互作用やプラズマ圏の冷たいプラズマとのクーロン衝突で生じるピッチ角散乱により電子は大気に降下して消滅が起こる. 電子放射線帯の基本構造はこれらのバランスによって形成されている(Lyons and Thorne, 1973).

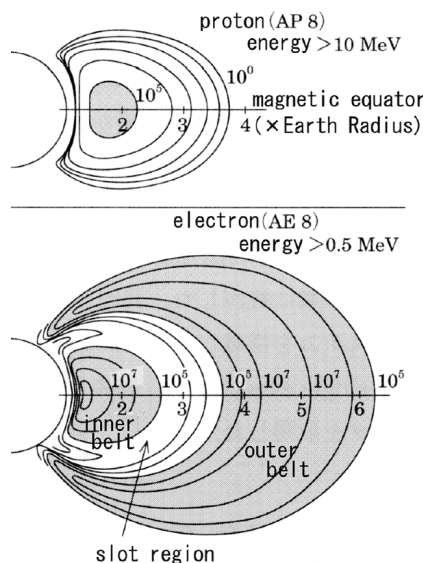


Fig. 1. The proton (>10MeV) and the electron (>0.5MeV) flux ( $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ ) profiles from the NASA proton radiation belt model (AP8) (top) and the electron radiation belt model (AE8) (bottom). (Ondo and Marubashi, 2000)

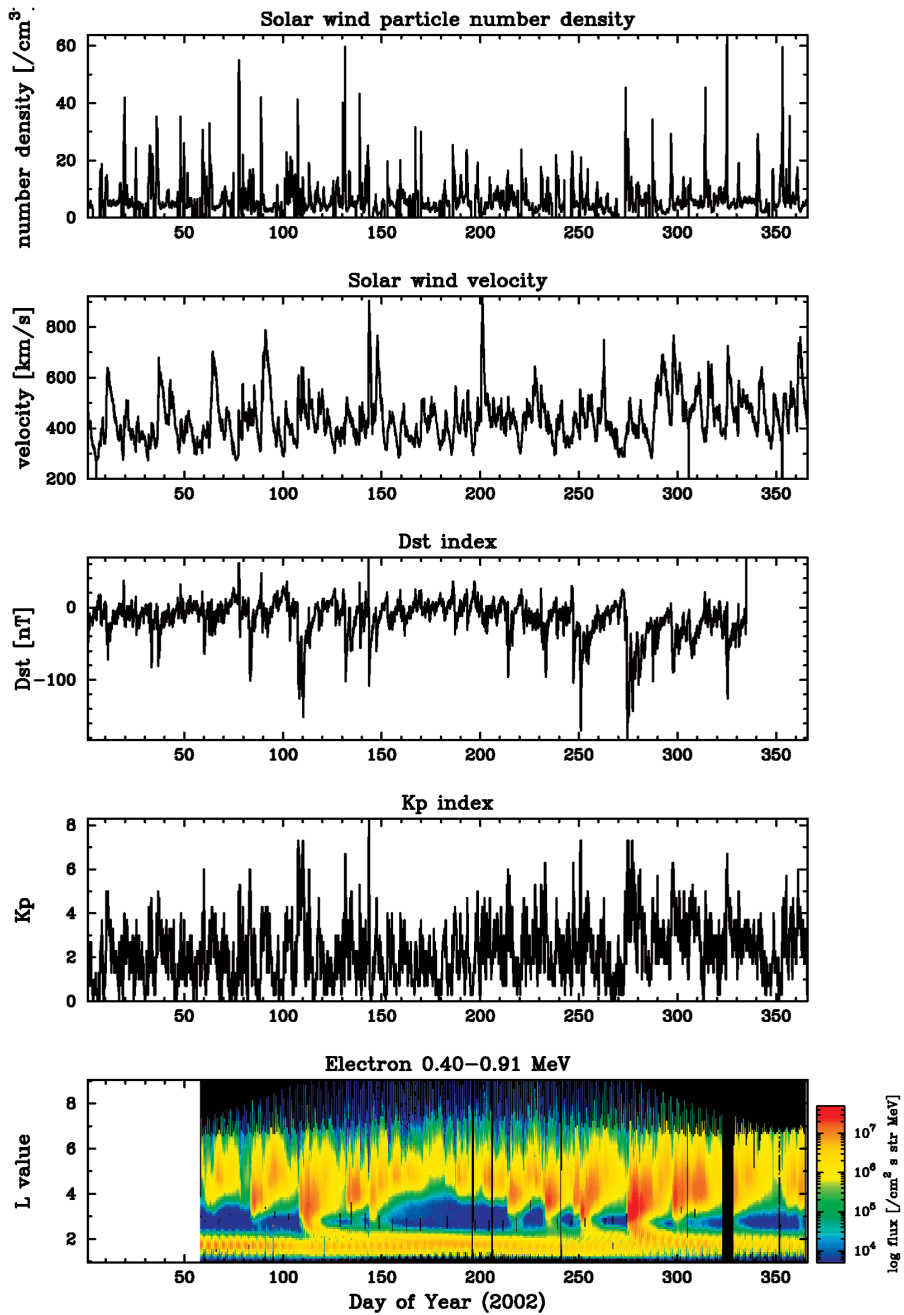


Fig. 2. Top panel shows the number density ( $\text{cm}^{-3}$ ) of the solar wind. Second panel shows the solar wind speed ( $\text{km/s}$ ). Third panel shows the Dst index ( $\text{nT}$ ). Fourth panel shows Kp index. And the bottom panel shows the differential flux variation in 2002 of electron which energy range from 0.40 to 0.91 MeV which observed by “TSUBASA” satellite.

電子フラックスの増加に関して、単純なradial diffusion による外部からの流入では説明できない現象も確認されており(e.g. Brautigam and Albert, 2000; Miyoshi et al., 2003), 放射線帯で波動粒子相互作用によって直接加熱されるという理論(内部加速) も考えられている。

上述したように電子放射線帯は外帯が磁気圏環境の変化によって非常に激しく変化するが,そのメカニズムの詳細については多くの研究がなされているにも関わらず未だ十分には理解されていない. 本研究では, 電子放射線帯に関して, 1次元Fokker-Planck 方程式を用いたradial diffusion モデルを構築し, 主要なパラメタが放射線帯全体の構造や変動にどのように寄与するのかを調べた.

## II. Radial diffusion モデル

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, 粒子の断熱不変量( $M, J, \Phi$ )を変数とした位相空間の密度分布関数  $f$  に対するFokker-Planck 方程式を解くことである.

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \sum_{i,j} \frac{\partial}{\partial J_i} \left( D_{ij} \frac{\partial f}{\partial J_j} \right) \quad (1)$$

ここで,  $(J_1, J_2, J_3) = (M, J, \Phi)$  である.  $M, J$  の保存を仮定すると上式は  $\Phi$  に関する1次元の拡散方程式となり, 純粋なradial diffusion を表す. 現実には  $M$  と  $J$  の破れによるこれらの次元に対する拡散が生じているので, これを消失項として与え,  $(M, J, \Phi)$  から  $(M, J, L)$  の変換 ( $L = r/R_E$ ,  $r$ : 地球中心からの距離) に対するヤコビアン  $1/L^2$  を用いると上式は

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

と書くことができる(Schulz and Lanzerotti, 1974). ここで,  $\tau_c$  と  $\tau_{wp}$  はそれぞれ, 放射線帯電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, 磁気圏内に存在するホイッスラー波と放射線帯電子との相互作用の結果生じる電子のピッチ角散乱による電子の寿命であり, 詳細は後に述べる.

Cornwall(1968,1972) は粒子の拡散がサブストームによる対流電場の擾乱によって生じると仮定し, これによるradial diffusion 係数  $D_{LL}^E$  を以下のように導いた.

$$D_{LL}^E = \frac{1}{4} \left( \frac{cE_{rms}}{B_0} \right)^2 \left\{ \frac{T}{1 + \left( \frac{\Omega_d T}{2} \right)^2} \right\} L^6 \quad [\text{cm}^2/\text{sec}] \quad (3)$$

$$\Omega_d = \left( \frac{3M_c}{qL^2 R_E^2} \right) \left( 1 + \frac{2MB}{m_0 c^2} \right)^{-\frac{1}{2}} \quad [1/\text{sec}] \quad (4)$$

ここで,  $T(=2.5 \times 10^3 [\text{sec}])$  は電場の減衰時間,  $\Omega_d$  は粒子のドリフト角振動数,  $B$  はその位置で

の地球磁場(ここでは双極子磁場を仮定し  $B = B_0/L^3$ ,  $B_0 (= 3.11 \times 10^{-1} [\text{Gauss}])$  )である),  $q$  は電子の電荷,  $m_0$  は電子の静止質量,  $c$  は光速である.  $E_{\text{rms}}$  は電場振動の振幅のroot-mean-square で Brautigam and Albert (2000) より  $Kp$  の一次関数として次のように与えた.

$$E_{\text{rms}}(Kp) = 0.26(Kp - 1) + 0.1 \quad [\text{mV/m}] \quad (5)$$

放射線帯電子は磁気圏内に存在するホイッスラー波との相互作用や冷たいプラズマとのクーロン衝突によってピッチ角散乱を生じる. 散乱を受けピッチ角がロスコーン角より小さくなった電子は地球大気に降下して放射線帯から消失する. クーロン衝突によるこの消失のタイムスケール(寿命)はWentworth et al.(1959), Lyons and Thorne(1973) より以下のように得られている.

$$\tau_c = 3 \times 10^8 E[\text{keV}] / N(L) \quad [\text{sec}] \quad (6)$$

ここで,  $E$  は電子のエネルギー,  $N$  はプラズマ圏の冷たいプラズマの数密度で  $N(L) = 1000 \times (4/L)^4 \quad [\text{cm}^3]$  とする.

プラズマポーズの位置はMoldwin et al. (2002) より  $Kp$  の関数として

$$L_{\text{pp}} = 5.39 - 0.382Kp \quad (7)$$

と与えた.

$\tau_{\text{wp}}$  は波動粒子相互作用によるピッチ角散乱を考え, 次の方程式を解くことによって得られる.

$$\frac{d}{d\alpha_0} \left[ D_{\alpha\alpha} T \sin 2\alpha_0 \frac{dg}{d\alpha_0} \right] + \frac{T \sin 2\alpha_0}{\tau_{\text{wp}}} g = 0 \quad (8)$$

この方程式はバウンス軌道に渡って平均したピッチ角拡散方程式である. (Lyons et al., 1971, 1972). ここで,  $\alpha_0$  は磁気赤道面上での電子のピッチ角,  $g(\alpha_0)$  はピッチ角の分布関数,  $T$  はバウンス周期に関係する関数で  $T(\alpha_0) \simeq 1.30 - 0.56 \sin 2\alpha_0$  (Halmin et al., 1961),  $D_{\alpha\alpha}(\alpha_0, B_w)$  はサイクロトロン共鳴とランダウ共鳴を考慮しバウンス平均したピッチ角拡散係数である.本研究ではヒスについてのみ考慮し, プラズマ圏内ではその強度  $B_w$  を一定としてこの方程式をAlbert (1994) と同様にシューティング法によって解いた.

ピッチ角拡散係数の計算においては, 波面法線角についての積分を各サイクロトロン共鳴数  $n$  (本研究では  $n = \pm 5$  まで) 毎に行い, さらに放射線帯粒子のバウンス軌道の平均値を得るために緯度に関して積分する必要がある. 従って, この計算には非常に大きな計算時間を要する. そこで, ピッチ角拡散係数全体に対する寄与が十分小さい波面法線角, サイクロトロン共鳴数, 緯度での計算を省くことで計算時間を節約する(Albert, 1994). また, 本研究では  $\tau_{\text{wp}}$  は時間的に一定であるとする.

$\alpha_0 = 90^\circ (J = 0)$  の電子について, 異なる  $M$  毎に ( $M = \text{const.}$  として) (2) を有限差分法(陰解法)によって解いた.  $L$  の格子は  $L_{\text{min}} = 1.0$  から  $L_{\text{max}} = 9.0$  までとし, 格子間隔は  $\Delta L = 0.1$  とした. 時間間隔は  $\Delta t = 1$  [hour] とした.

境界条件は内側境界 ( $L = 1.0$ ) での電子微分フラックスを  $j(E, t) = 0$  とした. また, 外側境界 ( $L = 9.0$ ) では, プラズマシートの電子微分フラックス分布  $j_{\text{ps}}(E, t)$  がkappa分布であると仮

定し、以下の式で与えた (Fok et al, 2001; Zheng et al., 2003).

$$j_{ps}(E,t) = n_{ps}(t) \frac{\Gamma(\kappa+1)}{4\pi(\pi\kappa)^{3/2}\Gamma(\kappa-1/2)} \left(\frac{E^2}{2m_0E_0(t)^3}\right)^{1/2} \left(1 + \frac{E}{\kappa E_0(t)}\right)^{-\kappa-1} \quad (9)$$

ここで、プラズマシートの電子密度  $n_{ps}$  と  $E_0$  は太陽風密度  $n_{sw}$  と速度  $v_{sw}$  から

$$n_{ps} = 0.025n_{sw} + 0.395 \quad [/\text{cm}^3] \quad (10)$$

$$E_0 = 0.0128v_{sw} - 1.92 \quad [\text{keV}] \quad (11)$$

のように与え、 $\kappa = 4$  とした (Ebihara and Ejiri, 2000; Zheng et al., 2003). 本研究では太陽風速度と数密度は ACE SWEPAM のデータを用いた.

$f$  から  $j$  (または  $j$  から  $f$ ) への変換は  $j(E,L,t) = p^2 f(M(E),L,t)$  の関係式を用いる (Schulz and Lanzerotti, 1974). これにより、求めるエネルギー  $E$  の電子フラックス  $j(E,L,t)$  を得ることができる.

### III. 結果とまとめ

Fig.3 は、2002 年の 1 年間について 500 keV の電子フラックスの変動の数値シミュレーションを行った結果である. 衛星「つばさ」による観測 (Fig.2) と比較するとスロット領域・内帯に粒子が過剰に流入しているのがわかる. この原因を探るため、本研究で用いた radial diffusion モデルの各パラメタの影響について考察する. このモデルでは電子フラックスの変動に寄与するパラメタは外側境界フラックス、プラズマ圏内の消失の効果、 $D_{LL}^E$ 、である. そこで、まず外側境界フラックスの影響を考える.

Fig.4 は外側境界フラックスを固定した場合のシミュレーション結果である.  $L > 5$  の外帯の変動は見られなくなったが、スロット領域・内帯への流入は Fig.3 とほとんど変わらないことがわかる. これは外側境界フラックスの変化は外帯の変動に大きく影響するが、スロット領域・内帯の変動の主要因ではないことを示している.

次に、プラズマ圏内での消失の効果について考える. Fig.5 はヒスの強さを  $B_w = 100[\text{m}\gamma]$  とした場合のシミュレーション結果である. このようにヒスを極端に強めたとしても外帯からスロット領域を経由した内帯へ過度の流入を遮ることはできないことがわかる. これは、内帯で 500 keV になる電子はスロット領域やその外側ではエネルギーが低く、ただし、スロット領域でありヒスとの相互作用が起こらないためであると考えられる.

最後に以上の結果を考えると、スロット領域よりも地球側では  $D_{LL}^E$  が過大に見積もられている可能性がある. そこで、 $L < 5.0$  において  $D_{LL}^E$  に 1 より小さい定数  $C$  をかけ小さくして計算を行った. Fig.6 は、 $C = 0.1$  とした場合のシミュレーション結果を示している. スロット領域・内帯への過剰な流入は抑えられ、比較的観測に近い電子フラックスの変化の様子を見ることができる. これは (3) で与えた  $D_{LL}^E$  が過大であることを意味する.

しかし、外帯のピーク位置( $L \sim 5$ ) を観測と見比べると電子フラックスの増減の縦の筋状構造が再現されていないことがわかる。

ここで、次のようにプラズマポーズ  $L_{pp}$  の内側で  $D_{LL}^E$  が小さくなるように次のようにして計算を行った(プラズマポーズの位置は(7) で示したように  $Kp$ , すなわち時間変化する)。

$$D_{LL}^E = \begin{cases} D_{LL}^E & (L > L_{pp}) \\ CD_{LL}^E & (L \leq L_{pp}) \end{cases} \quad (C \text{ は } 1 \text{ より小さい定数}) \quad (12)$$

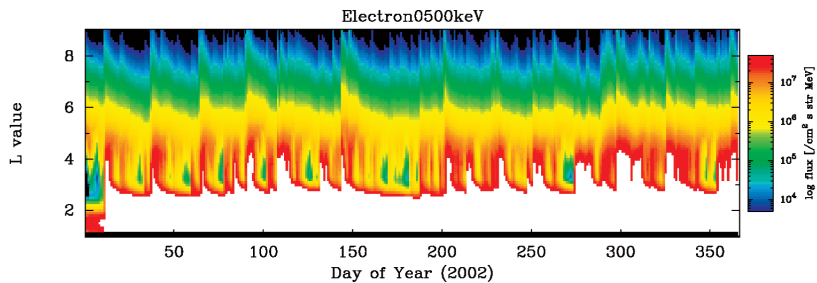
Fig.7 は  $C=0.01$  とした場合のシミュレーション結果である。この場合も、スロット領域・内帯への過剰な流入は抑えられている。更に、外帯ピーク位置での電子フラックスの増減の縦の筋状構造が現れることが見て取れる。

(3) から(5) で得られる  $D_{LL}^E$  は radial diffusion モデルではよく使われる radial diffusion 係数であるが、これはスロット領域・内帯において過大であることがわかった。このことは、(5) が磁気圏静穏時とサブストーム時の観測から得られた  $E_{ms}$  の典型的な値に合うように  $Kp$  の一次関数として与えたものであり、また、磁気圏全体で一様であるという単純な仮定が現実には即さないことが一つの要因である。本研究では地球に近い領域で  $D_{LL}^E$  を小さくすることで比較的観測に近いフラックス変化の構造を再現することができた。

また、プラズマポーズの内側で  $D_{LL}^E$  を小さくすることで外帯中心領域でのフラックスの変化の構造が観測で得られたものに近くなることから、放射線帯の構造にプラズマポーズ位置での  $D_{LL}^E$  の変化が影響を与えている可能性を示唆する。

我々のモデルでは、磁気嵐によっては観測と異なり過剰に流入しているイベントもあることや外帯において外側へ向かってフラックスが増大していく様子が再現されないことなどから、radial diffusion を起こすメカニズムやフラックスの増大(粒子の加速) についてのより詳しい研究が必要である。

**謝辞** 本研究で用いた「つばさ」のデータを提供して下さった、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。



**Fig. 3.** The electron differential flux variation obtained from the simulation (500keV). Many particles compared with the observation come into the slot region and the inner belt from the outer belt.

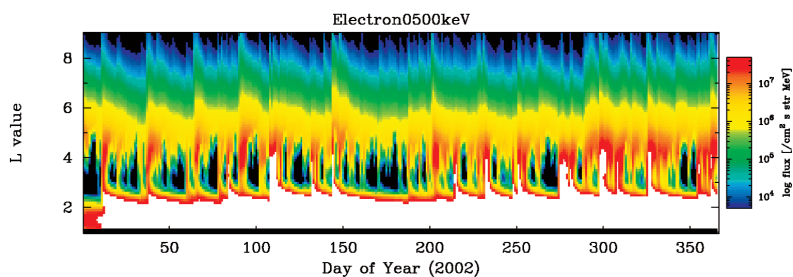


Fig. 4. The same as fig.3 but  $B_w = 100m\gamma$ .

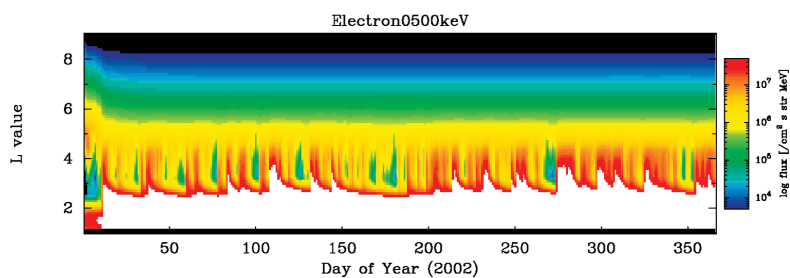


Fig. 5. The same as fig.3 but the outer boundary flux is fixed in time.

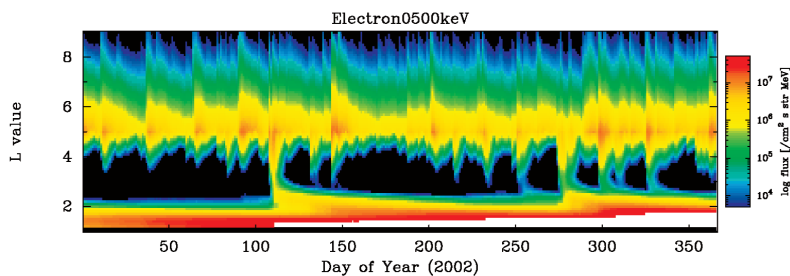


Fig. 6. The same as fig.3 but  $D_{LL}^E$  is reduced by 1/10 at  $L < 5.0$ .

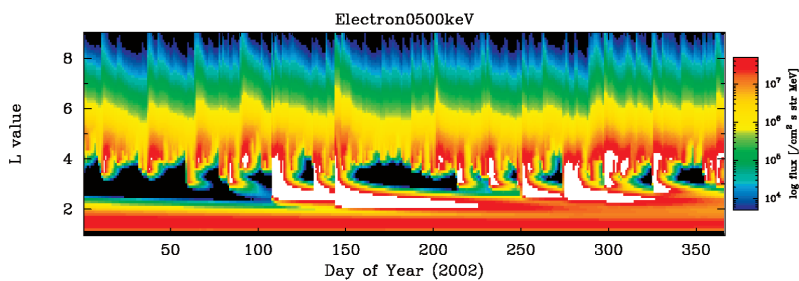


Fig. 7. The same as fig.3 but  $D_{LL}^E$  is reduced by 1/100 at  $L < L_{pp}$ .

## 文 献

- Albert, J.M., 1994. Quasi-linear pitch angle diffusion coefficients: Retaining high harmonics, *J. Geophys. Res.*, **99**, 23741-23745.
- 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, *Geophys. Res. Lett.*, **21**, 409-412.
- Brautigam, D. H. and J. M. Albert, 2000. Radial diffusion analysis of outer radiation belt electrons during the October 9, 1990, magnetic storm, *J. Geophys. Res.*, **105**, 291-309.
- Carpenter, D.L. and R.L.Smith, 1964. Whistler measurements of electron density in the magnetosphere, *Rev. Geophys. Space Phys.*, **2**, 415.
- 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, *J. Geophys. Res.*, **77**, 1756-1770.
- Ebihara, Y. and M.Ejiri, 2000. Simulation study on fundamental properties of storm-time ring current, *J. Geophys. Res.*, **105**, 15,843-15,859.
- Lyons, L.R. and R.M.Thorne, 1973. Equilibrium structure of radiation belt electrons, *J. Geophys. Res.*, **78**, 2142-2149.
- Lyons, L.R., R.M.Thorne and C.F.Kennel, 1971. Electron pitch-angle diffusion driven by oblique whistler-mode turbulence, *J. Plasma Phys.*, **6**, 589-606.
- Lyons, L.R., R.M.Thorne and C.F.Kennel, 1972. Pitch-angle diffusion of radiation belt electron within the plasmasphere, *J. Geophys. Res.*, **77**, 3455-3474.
- Miyoshi, Y. and R. Kataoka, 2005. Ring current ions and radiation belt electrons during geomagnetic storms driven by coronal mass ejections and corotating interaction regions, *Geophys. Res. Lett.*, **32**, Issue 21 doi:10.1029/2005GL024590.
- Miyoshi, Y., A. Morioka, T. Obara, H. Misawa, T. Nagai and Y. Kasahara, 2003. Rebuilding process of the radiation belt during the 3 November 1993 magnetic storm: NOAA and Exos-D observation, *J. Geophys. Phys.*, **108**, A1, 1004, doi:10.1029/2001JA007542.
- 恩藤忠典, 丸橋克英, 2000. 宇宙環境科学, オーム社, pp.302.
- Schulz, M. and L. J. Lanzerotti, 1974. *Particle Diffusion in the Radiation Belts, Physics and Chemistry in Space 7*, Springer-Verlag, New York, pp.215.
- Wentworth, R.C., W.M.MacDonald and S.F.Singer, 1959. Lifetimes for trapped radiation belt particles determined by Coulomb scattering, *Phys. Fluids*, **2**, 499-509.
- Zheng, Y., M.-C.Fok and C.V.Khazanov, A radiation belt-ring current forecasting model, 2003. *Space Weather*, **1**, NO.3, doi:10.1029/2003SW000007.