

3-2 放射線帯粒子シミュレーション

3-2 Test-particle Simulation for Radiation Belts

齊藤慎司
SAITO Shinji

宇宙空間に広がる地球磁場の勢力圏内を地球磁気圏と呼ぶ。地球磁気圏は高エネルギー電子を閉じ込める性質を持っており、静穏時はほぼ定常状態を維持する。しかしながら、地球磁気圏が荒れる「磁気嵐」の時には、光速に近い速度を持つ電子を急に増やしたり、逆に減らしたりもする。特に高エネルギー電子の急増は宇宙機器に不具合や障害を起こすことが知られている。

本研究では地球磁気圏に捕捉された高エネルギー電子を多数追跡することで、高エネルギー電子分布を再現するシミュレーションモデルの開発を進めている。本稿では地球磁気圏中の高エネルギー電子の概略を紹介するとともに、これを再現するためのモデルについて説明する。

The global magnetic field of the earth spreading in space is called the magnetosphere. The geomagnetic field can trap energetic electrons which accelerate through several processes occurring in the space. When it is quite condition, the electron distribution maintains a nearly steady state. However, when the geomagnetic field is disturbed in “geomagnetic storms,” the flux of relativistic electrons either rapidly increases or decreases. In particular, the rapid increase of energetic electron flux is known to cause anomalies in spacecrafts.

In this paper, we are developing a simulation model to reproduce the electron flux in the geomagnetic field, by using test-particle model. This paper provides an overview of the energetic electrons in the geomagnetic field and description of the numerical model to reproduce the flux variation as real-time operation.

1 まえがき

現代社会は、宇宙空間中の人工衛星から得られる情報を、様々な分野で利用している。例えば、GPSによる測位システムは位置情報サービスや自動運転技術を支えているほか、気象衛星ひまわりは天気予報から防災、社会経済活動に至るまで、我々の生活に欠かせない役割を担っている。その一方で、衛星障害が起きた場合、これらに依存する現代社会は大きな影響を受けることが懸念される(図1)。

人工衛星の障害要因の一つに宇宙環境が挙げられる。宇宙は強い放射線が飛び交う過酷な環境であり、銀河系内で起こった超新星爆発の残骸を起源とする銀河宇宙線や太陽フレアに伴って発生する高エネルギー粒子は、人工衛星の構体内に侵入し半導体素子などに影響を及ぼす。また、地球の固有磁場の勢力圏内である地球磁気圏(以下磁気圏)内に閉じ込められている数keVから数MeVのエネルギーを持つ電子は、人工衛星の表面や内部の電気・電子回路を帯電させる。この帯電

がしきい値を超えると放電が発生し、物理的な破損や電磁パルスによるシステム機器への障害を引き起こす。将来に向けて我々が持続的な宇宙利用／開発をすす

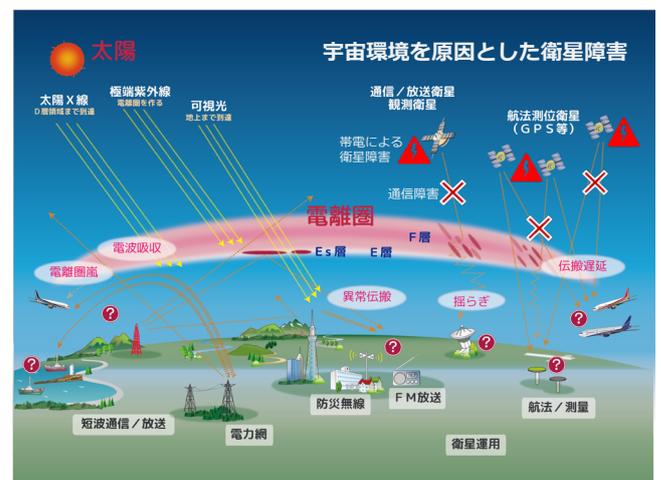


図1 宇宙環境が現代社会で用いる通信に与える影響に関する概略図
電離圏による電波伝搬への影響に加え、宇宙環境を原因とした衛星障害も我々の社会活動に影響を及ぼす。

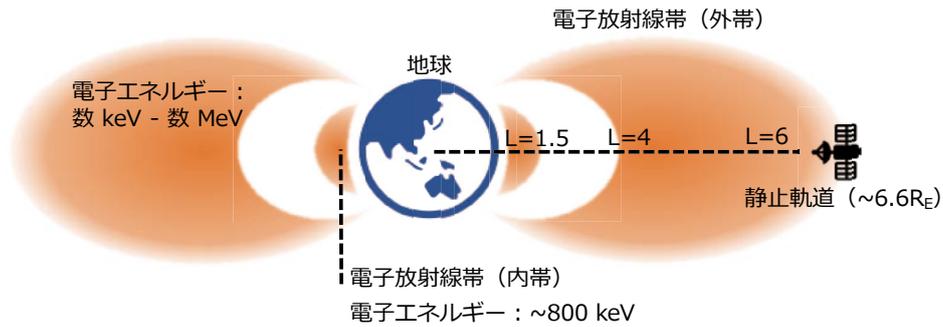


図2 電子放射線帯構造の概略図 内側の内帯と外側の外帯に分かれている。内帯は比較的安定している一方で、外帯は磁気嵐が起こると大きく変動する。

めていくためには、どのようにして宇宙環境からのリスクを把握し、それに備えるのかということが重要な課題となる。

本研究ではこのような帯放電による障害原因となる磁気圏に存在する高エネルギー電子帯「電子放射線帯」の振る舞いを再現/予測するモデルの開発を行い、衛星障害のリスク管理に有用な情報提供を実現することを目的とする。以下では、**2** 電子放射線帯の概要、**3** 電子放射線帯予測モデルの概要、**4** シミュレーションテストの結果、**5** 今後の課題、最後に**6** まとめについて説明する。

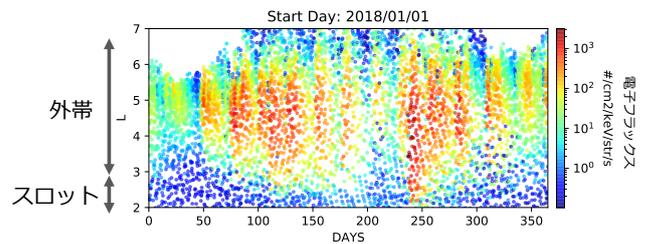


図3 2018年に日本の科学衛星「あらせ」によって観測された高エネルギー電子のフラックス分布 (E=1.5-2.2 MeV) L値が3から7付近にまで広がっていて領域を外帯と言う。L値が3以下で比較的フラックスが小さい領域はスロットと呼ばれており、これより下のL値の領域が内帯となる。図中では主に外帯が示されており、太陽風の影響を受けて大きく増減を繰り返す。

2 電子放射線帯の概要

2.1 構造

磁気圏内部には高エネルギー電子が捕捉されている電子放射線帯と呼ばれる領域がある(図2)。地球を中心に二重のドーナツ状の構造をしており、内側の構造を「内帯」、外側の構造を「外帯」と呼ぶ。内帯は地表面から1-2 R_E (R_E:地球半径)の範囲内に分布しており、約800 keV程度のエネルギー(光速の90%以上の速度)を持つ電子が多く存在している。一方で、外帯は約3 R_Eから静止軌道(6.6 R_E)以上にまで広がっており、数keVから数MeVの電子で構成されている。内帯に分布する電子のフラックス量は比較的安定しているが、外帯電子のフラックスは通常時に比べて100倍から1,000倍に増加することが頻繁に起きる。図3は日本の科学衛星「あらせ」によって観測された電子放射線帯外帯の時系列変化を表している(DOI: 10.34515/DATA.ERG-00001)。横軸が時間を示し、2018年1月から1年分のデータがプロットされている。縦軸で表されているL値は、地球からの離れ具合を表している。(L値の詳細については2.3で概説する)。色は電子フラックス(E=1.5-2.2 MeV)の大きさをログスケールで表している。この図からわかるように、外帯の中心付近では数日の間で100倍以上のフラックス変化が観測されてい

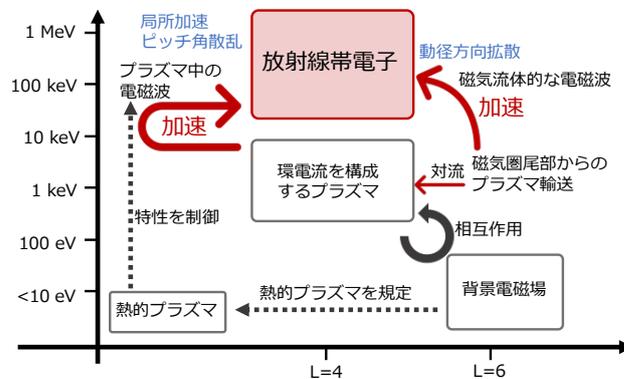


図4 放射線帯電子が生成される過程の概略 磁気圏で生じる様々な過程を経て生成される。

ることがわかる(例えば80日、240日付近)。

2.2 変動要因

磁気圏中の高エネルギー電子の環境は、太陽面上のコロナホールから吹き出る高速太陽風や、太陽フレアに伴うような太陽コロナ質量放出の影響を受ける。これらの影響を受けて磁気圏中には様々な物理現象が引き起こされ、放射線帯電子の生成や消失の原因となっている。図4はMiyoshi et al. (2018)[1]を参照し、放射線帯電子の生成プロセスの概要をまとめたものであ

る。磁気流体的な物理過程で生じる動径方向拡散という過程や、プラズマ運動論的性質の下で現れる局所加速やピッチ角散乱などを経て、放射線帯電子は生成される。また電子に作用するこれらの物理過程は低エネルギーのプラズマによって制御されており、放射線帯電子生成の物理過程をさらに複雑にしている。図4に示されるような幅広いエネルギーや空間スケール中の物理過程が相互に作用しながら放射線帯電子が生成される。一方でこれらの物理過程は電子を加速するだけでなく減速させる作用もあり、磁気圏が荒れた際に常に放射線帯電子が増えるとは限らない。Reeves et al. (2003)[2]によると、磁気圏が同レベルで荒れた267例のイベントを比較した結果、約50%のイベントで外帯放射線帯電子のフラックスが増加、約20%のイベントで減少、残りの30%のイベントではフラックス量の変化が見られなかったという結果が示された。これは放射線帯電子の加速・消失の割合は磁気圏の荒れ具合だけでは決まらないことを示唆している。複数の物理過程が磁気圏内で同時に発生し、これらのバランスによって電子フラックスの変動量が決まると考えられる。このような磁気圏中の放射線帯電子フラックスの変化を予測する一つの方法は、多数の放射線帯電子の運動を正確に追跡することである。

2.3 磁気圏内での高エネルギー電子の運動

放射線帯電子の運動は3つの特徴的な周期運動に分類される。図5に示されるように、これらはラーモア運動、バウンス運動、ドリフト運動と呼ばれ、それぞれ周期と時間スケールが異なり、特徴的な運動をする。これらの運動は3つの断熱不変量に関係している[3]。ラーモア運動に対しては第1断熱不変量

$$J_1 = \frac{p_{\perp}^2}{2m_0 B} \quad (1)$$

が定義される。ここで p_{\perp} は背景磁場に対して垂直方向の運動量、 B は磁場強度、 m_0 は電子の静止質量を示す。背景磁場に対して平行方向の運動量を p_{\parallel} とすると、

$$p = (p_{\parallel}^2 + p_{\perp}^2)^{1/2} \quad (2)$$

$$p_{\parallel} = p \cos \alpha \quad (3)$$

$$p_{\perp} = p \sin \alpha \quad (4)$$

として、全運動量 p とピッチ角 α が定義される。ピッチ角とは背景磁場に対して運動量ベクトルがなす角度を意味している。また、平行方向の運動量を用いて、以下のように第2断熱不変量が定義される。

$$J_2 = \oint p_{\parallel} ds \quad (5)$$

これはバウンス運動周期中での積分を意味し、 ds は磁力線に沿った方向の微小空間要素を示す。第3断熱不変量は地球を周回するドリフト運動に対して定義される。

$$J_3 = \oint (\mathbf{p} + q\mathbf{A}) \cdot d\mathbf{l} \quad (6)$$

ここで \mathbf{p} は運動量ベクトル、 \mathbf{A} はベクトルポテンシャル、 $d\mathbf{l}$ は粒子軌道上の微小空間要素を示す。周回するドリフト運動が閉じない場合は、第3断熱不変量は定義されない。第3断熱不変量への運動量からの寄与を無視すると、

$$\Phi = \oint \mathbf{A} \cdot d\mathbf{l} \quad (7)$$

となり、第3断熱不変量は閉じた粒子軌道に囲まれた磁気フラックスに相当する。ここで、閉じた粒子軌道で描かれる球殻をLシェルと呼ぶ。Roederer (1970)[4]ではこの磁気フラックスを不変量 L^* として以下のように定義している。

$$L^* = \frac{2\pi B_E R_E^2}{|\Phi|} \quad (8)$$

ここで B_E は地表赤道面付近の磁場強度を示す。これはダイポール磁力線の赤道面半径距離を地球半径で規格化した値に近似される($L = r/R_E$)。第3断熱不変量に関するより詳しい議論は参考文献[5]を参照されたい。

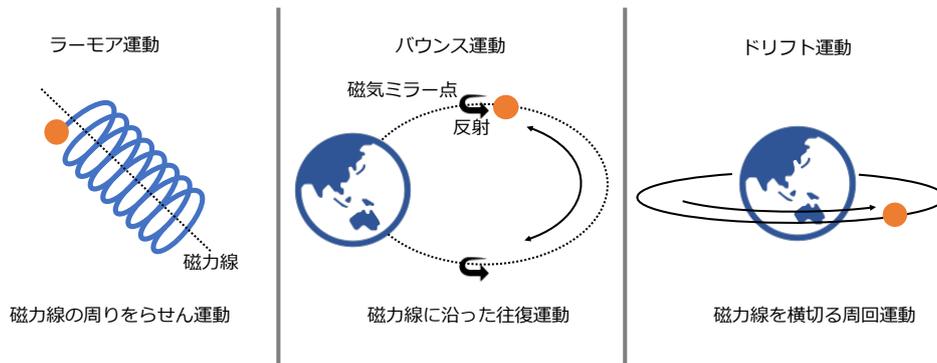


図5 放射線帯電子の特徴的な三つの運動

断熱不変量は、定義される時間スケールより短い時間でのじょう乱を受けることで壊れる(変化する)。これは電子が受ける「散乱」を意味する。散乱によって高エネルギー電子の数が増えることを放射線帯電子の「加速」もしくは「増加」といい、放射線帯電子の数が減ることを「消失」という。

2.4 高エネルギー電子の散乱要因

放射線帯電子の散乱要因の一つに動径方向拡散がある。これは全球的な電磁場変動である地磁気脈動によって引き起こされる。数百秒程度のゆっくりとした変動周期を持っているため、第1及び第2断熱不変量は保存される。一方で第3断熱不変量は壊れ、動径方向への散乱が起き、 L 値が変化する。動径方向拡散により内側へ移動する電子は加速、外側へ移動する電子は減速される。これは背景磁場強度が増加/減少する(内側/外側への移動)と、第1断熱不変量保存の下で運動量が増加/減少するためである(ベータトロン加速)。図3に見られるように、 L 値が4~5付近で放射線帯電子フラックスのピークが現れるのは電子が外側から輸送されることによるベータトロン加速が原因の1つを担っていると考えられる。一方で、外側へ移動した電子はエネルギーを減らしていくと同時に、磁気圏の境界面を横切って磁気圏外へ流出することがある(磁気圏境界面消失)。このプロセスも放射線帯電子減少の原因を担っている。放射線帯電子の磁気圏外への流出は近年のMMS衛星観測によって示唆されており[6]、更に遠く月軌道にまで流出している可能性を示唆する観測結果も過去に報告されている[7][8]。

周期数百秒程度の地磁気脈動による散乱に加え、局所的に発生する数kHz程度の電磁波によっても電子は散乱される。磁気圏が荒れた際に起こる非線形的な物理過程を介して、ホイッスラー波と呼ばれる数kHz程度の周波数を持つ電磁波が発生することが知られている。この電磁波は磁力線上をバウンス運動している電子に作用し、共鳴条件

$$\omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v} = \frac{\Omega_e}{\gamma} \quad (9)$$

を満たすと、ホイッスラー波と電子の間で効率的なエネルギーのやりとりが行われる。ここで ω 、 \mathbf{k} は電磁波の角周波数と波数を示し、 \mathbf{v} 、 Ω_e 、 γ は電子の速度、サイクロトロン角周波数、ローレンツガンマを示す。これにより放射線帯電子の第1から第3までのすべての不変量が壊れ、加速や減速が生じる。また、位相捕捉と呼ばれる非線形散乱が起こると、数秒の間に光速近くまで達する電子を生成することがこれまでの研究で分かってきた(e.g. [9][10])。この加速機構は動径方向拡散と同様、放射線帯電子フラックスを増加させ

る主要因と考えられている。一方でホイッスラー波は放射線帯電子の消失にも関わっている。上記の共鳴プロセスを経てバウンス運動の反射点が地球大気高度にまで降下すると、電子は地球大気と衝突することでエネルギーを失い、磁気圏に戻ることができなくなり「消失」する。

本研究では、磁気圏に閉じ込められた電子一つひとつの軌道を「テスト粒子手法」を用いて追跡し、宇宙空間中の電子フラックスを推定する。以下より、テスト粒子手法による電子放射線帯シミュレーション手法について紹介する。

3 電子放射線帯予測モデルの概要

3.1 テスト粒子モデル

磁気圏内で発生するプラズマ物理過程をすべてコンピュータシミュレーションで再現するためには膨大な計算コストが必要となる。放射線帯電子に作用する物理過程は、数十km程度の空間スケールで発生するものから数万kmの空間スケールの広がりを持つものがある。時間スケールに至っては1ミリ秒以下から数時間から数日以上を有する物理現象が放射線帯電子に作用する。このため、現実的な計算コストで宇宙天気予報を実現するためには、適切な近似を含めた数値モデルが求められる。

放射線帯電子の振る舞いを記述するための近似方法の一つとしてテスト粒子手法がある。これは与えられた電磁場中での荷電粒子の運動方程式を用いて追跡する。プラズマ中の電磁場は、Maxwell方程式

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\text{rot } \mathbf{E} \quad (10)$$

$$\text{rot } \frac{\mathbf{B}}{\mu_0} = \varepsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \mathbf{J} \quad (11)$$

によって記述される。この電磁場中を運動する荷電粒子は、運動方程式

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (12)$$

に従って運動を行う。ここで \mathbf{B} 、 \mathbf{E} 、 \mathbf{J} はそれぞれ磁束密度、電場、電流ベクトルを示し、 \mathbf{p} は荷電粒子の運動量ベクトル、 \mathbf{v} は速度ベクトルを表す。 q 、 ε_0 、 μ_0 はそれぞれ荷電粒子の電荷量、真空の誘電率及び透磁率を表す。自己無撞着な系であれば、荷電粒子の運動量変化が、電流密度

$$\mathbf{J} = \sum_i q_i n_i \mathbf{v}_i \quad (13)$$

の変化を介して電磁場変化へフィードバックされる。ここで i は粒子種、 n は粒子密度を示す。この電流密度によるフィードバックを無視するのがテスト粒子手

法である。これは、追跡している荷電粒子の電磁場への寄与が充分小さい場合に成立する。放射線帯電子数は低エネルギー側の荷電粒子数より圧倒的に少ないため、この近似を適用することができる。磁気圏を想定した電磁場を何らかの方法で求め、この中で電子の運動を追跡し、電子放射線帯のフラックス変化を再現することが、テスト粒子手法を用いた放射線帯電子シミュレーションの基本的な考え方となる。

3.2 旋回中心近似

荷電粒子の運動は上述した荷電粒子の運動方程式を解くことによって得られる。磁気圏のような不均一磁場構造の中では、図5に示したようなラーモア運動、バウンス運動、ドリフト運動に分類され、それぞれ異なる時間スケールの周期と軌道を持つ。これらの運動を近似無しに記述するためには、数ミリ秒の周期を持つラーモア運動を解きつつ、ドリフト周期以上の時間スケールを計算する必要がある。しかしながらこれは計算量が膨大となると同時に、時間積分時の数値誤差の蓄積により軌道精度が低下する。この問題点を避けるため、本研究では「旋回中心近似」を用いることによって、磁気圏中の放射線帯電子の軌道を追尾する。旋回中心近似とは、ラーモア運動の旋回中心点を追跡する近似方法であり、ラーモア運動の軌道を見捨てる、電子旋回中心のバウンス及びドリフト運動を追跡する。

旋回中心近似は、ラーモア周期が充分短く、円運動の半径が不均一磁場の勾配スケールより充分小さい場合に適用される。放射線帯電子のラーモア運動の周期は数ミリ秒のオーダーで、バウンス、ドリフト運動より充分短い。また、ラーモア運動の旋回半径は、

$$r_L = \frac{v_{\perp} m_e}{q_e B} \quad (14)$$

で定義される。ここで v_{\perp} は背景磁場に対して垂直方向の速度を示す。比較的磁場の弱い静止軌道上の磁場

強度でも放射線帯電子の運動半径は数十 km 程度以下であり、地球半径の 10 倍以上 (約 6 万 km 以上) の空間スケールを持つ磁気圏中では十分小さいとみなされる。このことより磁気圏中の電子の運動は旋回中心として近似可能である。また、旋回中心近似の下では、第 1 断熱不変量が常に保存される。本研究ではこの旋回中心近似を基にしたテスト粒子モデルを用いて数値モデルを開発し、放射線帯電子フラックス分布の変動を再現する。

3.3 経験/物理結合モデルの概要

本研究は複数のモデルを結合することで、放射線帯電子フラックスの変動を再現することを目的としている。図6は基本的なモデルとデータの流れを示している。モデルへの入力データとして太陽風観測もしくは太陽風シミュレーションから得られるデータを与え、線形回帰モデルや深層学習など過去の観測データから得られる経験的なモデルを用いて初期のフラックス分布を推定する。次段の経験/物理モデルでは、テスト粒子モデルを中心にして、複数の電子散乱モデルのシミュレーションを行う。各テスト粒子に「重み」を与えることで前段から与えられるフラックス分布を再現する。ここで「重み」とは、各テスト粒子が代表する電子数に相当する。最終段のモデルでは、前段で得られたフラックス分布を経験磁場モデルの中に構築 (マッピング) する。フラックス分布は第 3 断熱不変量に近似される L 値、電子の運動エネルギー及び赤道ピッチ角の 3 次元空間上で定義したものが前段から与えられ、これを再現するような空間 3 次元フラックス分布を推定する。上記のようなプロセスを経て、太陽風データから電子フラックスの 3 次元空間分布を推定する。以下では、このモデルの中核を担う、(a) テスト粒子重み付け手法、(b) 動径方向拡散モデル、(c) 3 次元展開手法について言及する。

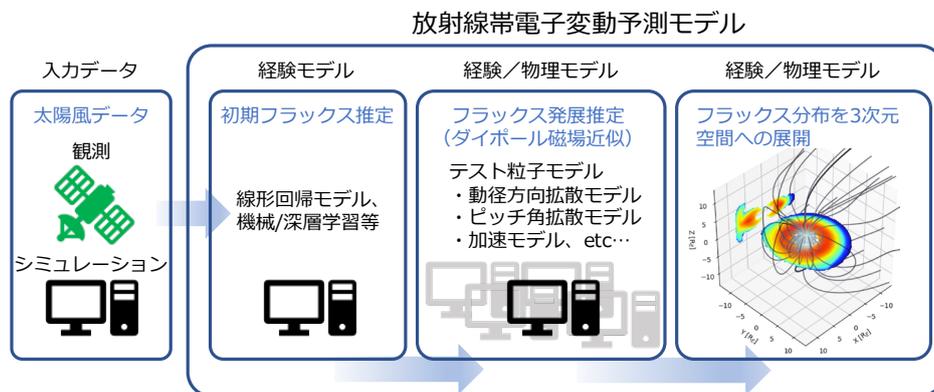


図6 放射線帯電子変動を予測・再現するためのモデル構成の概略図 観測やシミュレーションによって得られた太陽風データを基に駆動する。経験モデルによる境界条件の決定、経験/物理モデルによるフラックス発展、3次元展開モデルによって構成される。

(a) テスト粒子重み付け手法

エネルギー E_i と赤道ピッチ角 α_{eqj} を持つテスト粒子が、エネルギー幅 ΔE_i 、ピッチ角幅 $\Delta \alpha_{eqj}$ 、面積 ΔA 内を1秒間に n_{ij} 個通過する場合、この中で定義されるフラックス量は、

$$j_{u,ij} = \frac{n_{ij}}{\Delta A \times \Delta E_i \times 2\pi \sin \alpha_{eq,j} \Delta \alpha_{eq,j}} \quad [/\text{cm}^2/\text{eV}/\text{str}/\text{s}] \quad (15)$$

として定義される。ここで添字 ij はそれぞれエネルギーとピッチ角のグリッド位置を意味する。エネルギー E_i と赤道ピッチ角 α_{eqj} でのフラックスを $j_{ref,ij}$ とした場合、必要な電子数 N_{ij} は以下のように定義される。

$$N_{ij} = j_{ref,ij} \times \Delta A \times \Delta E_i \times 2\pi \sin \alpha_{eq,j} \Delta \alpha_{eq,j} \quad (16)$$

これより、上記範囲内に入るテスト粒子一つが担うべき電子数は、

$$W_{ij} = \frac{N_{ij}}{n_{ij}} = \frac{j_{ref,ij}}{j_{u,ij}} \quad (17)$$

として定義される。これにより与えられたフラックス分布を基にしたテスト粒子の重み W が決定される。

(b) 動径方向拡散モデル

与えられたテスト粒子の L 値に対してモンテカルロ法を用い、動径方向拡散を再現する。ダイポール磁場中において、動径方向拡散は準線形拡散モデルとして以下のように記述される。

$$\frac{\partial F}{\partial t} = L^2 \frac{\partial}{\partial L} \left(\frac{D_{LL}}{L^2} \frac{\partial F}{\partial L} \right) \quad (18)$$

ここで F は断熱空間中の位相空間密度、 D_{LL} は動径方向拡散係数を示し、

$$D_{LL} = \frac{[\langle \Delta L \rangle^2]}{2\Delta t} \quad (19)$$

として定義される。ここで $[\]$ は平均を意味し、 Δt は時間間隔を示す。Fujimoto and Nishida(1990)[11]より、一つの粒子が持つ L 値に対して、 D_{LL} による拡散プロセスは以下のように記述される。

$$L(t + \Delta t) = L(t) \pm (2D_{LL}\Delta t)^{1/2} \quad (20)$$

正負の符号は一様乱数を用いて同確率で選択する。多数電子の L 値にそれぞれこのプロセスを適用することで動径方向の拡散が再現される。ここで必要になる動径方向拡散係数 D_{LL} は Ozeke et al.(2014)[12]で提案されている経験モデルを用いる。粒子軌道上の磁場じょう乱に関する拡散係数 D_{LL}^B と、電場のじょう乱に関する拡散係数 D_{LL}^E が定義されており、それぞれ

$$D_{LL}^B = 6.62 \times 10^{-13} L^8 \times 10^{-0.0327L^2 + 0.625L - 0.0108K_p^2 + 0.499K_p} \quad (21)$$

$$D_{LL}^E = 2.16 \times 10^{-8} L^6 \times 10^{0.217L + 0.461K_p} \quad (22)$$

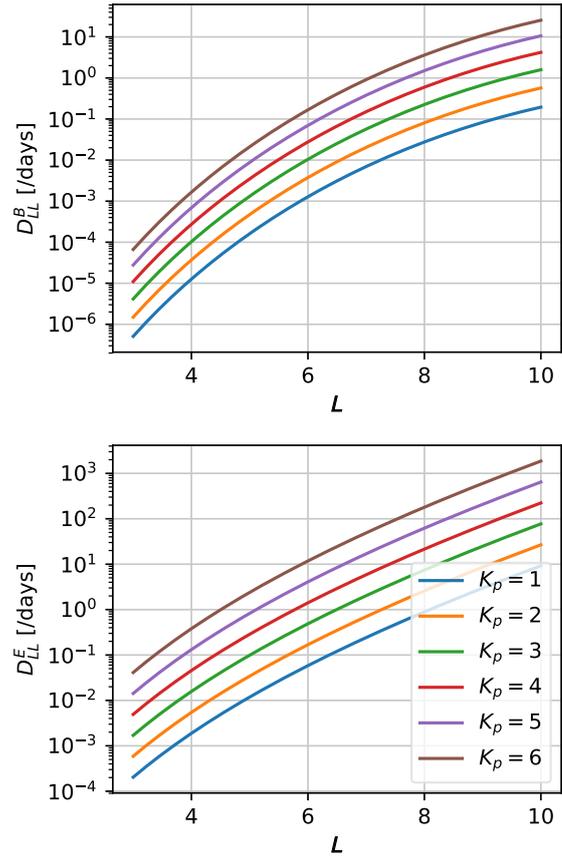


図7 動径方向拡散係数に対する L 値方向の分布 横軸を L 値、縦軸を拡散係数としている。 K_p 指数を1-6として与えている。上図は磁場じょう乱から推定される拡散係数、下図は電場じょう乱から推定される拡散係数を示している。

として K_p 指数の関数として表現される。ここで K_p 指数とは極域付近での地磁気の荒れ具合を示す指標である。図7は K_p 指数をパラメータとした拡散係数の L 値分布を示す。 L 値が大きいくほど拡散係数は大きくなる。太陽風データを基に推定する K_p の経験モデルを利用することで、太陽風データ駆動の動径方向拡散モデルが構築される。

3.4 経験/物理結合モデルのテスト結果

ここでは実際に得られた太陽風データを基に、結合モデルで得られたテスト結果を示す。図8は2021年5月26日に観測された太陽風じょう乱とこれを基に機械学習で推定された K_p 指数を示している。2015年から2020年までに観測された太陽風と K_p 指数 (OMNI2 data : <https://cdaweb.gsfc.nasa.gov>) を基に、scikit-learn (<https://scikit-learn.org/stable/>) を用いてロジスティック回帰による K_p 指数のクラス推定を行っている。推定精度については今後詳しい検証を行う。

図9は推定された K_p 指数から得られた拡散係数を用いたときの、放射線帯電子フラックスの時間変化を示している。横軸は L 値、縦軸は約 850 keV から

1 MeV の電子フラックスを示している。初期のフラックス分布は JAXA/SEES(宇宙環境計測情報システム) から提供されている「あらせ宇宙天気データ」と NICT 宇宙環境研究室によって開発された予測モデル[13][14]を用いて推定している。全体的にはフラックスは減少傾向にある。同時刻帯の静止軌道上の電子フラックス観測 (GOES-16) でもフラックスの減少が観測されており、定性的には観測と一致している。一方で、 L 値が 4 付近では増加の傾向が見られる。これは拡散により一部の電子が内側へ輸送、加速されたためだと考えられる。実観測との比較・検証については今後の課題となる。

結合モデルの最終段階として、テスト粒子モデルで推定されたフラックス分布の変化を磁気圏へマッピングする。前段の物理/経験モデルで計算されたフラックス分布は (L, E, α_{eq}) の関数として与えられる。ある L から $L + \Delta L$ の値を持つ電子が磁気赤道上でフラックス分布 $j(E, \alpha_{eq})$ を示すように、テスト粒子の重み付けを行う。

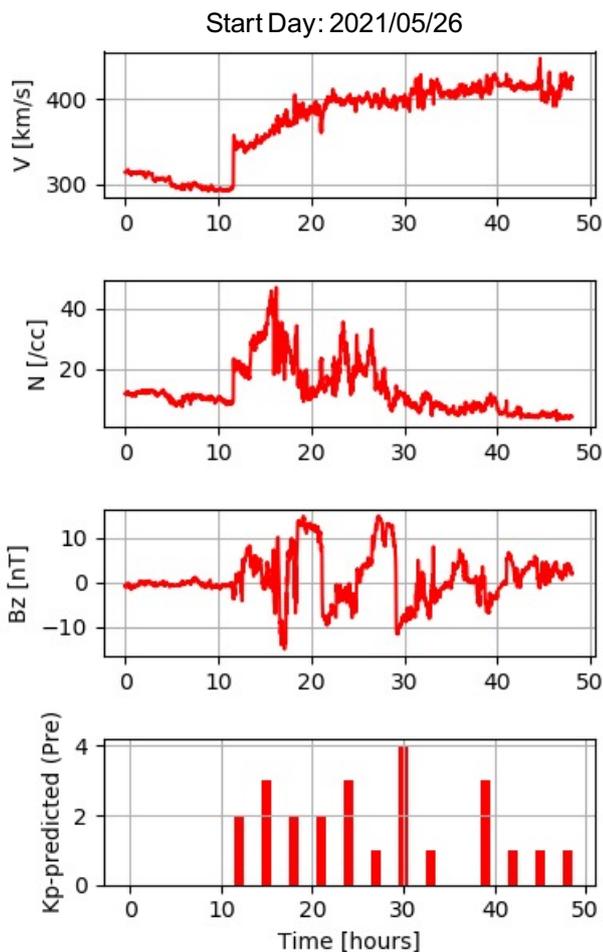


図8 2021年5月26-28日(UT)にかけて DSCOVR 衛星によって観測された太陽風上から太陽風速度、プラズマ密度、南北方向磁場強度及びこれらのデータから推定された K_p 指数を示す。ここで、南北磁場強度は正が北向き、負が南向きを示す。

より確からしいフラックスの空間分布を得るためには、適切な 3次元磁場構造を構築するモデルが必要となる。ここでは磁気圏の研究者コミュニティで多く利用されている Tsyganenko モデル[15]を導入する。これは、太陽風時系列データと Dst 指数を入力とし 3次元磁場構造を構築する。太陽風データを基に得られた磁場構造中での L シェルを推定し、この中を動く電子についてフラックスを再現するための重み付けを行う。しかし一般には太陽風の影響を受けて変形した磁場構造内では L シェルを特定するのは困難であるため、ここでは真夜中側の磁気赤道上において、ある L シェルの L 値を以下のように定義する。

$$L = \left(\frac{B_0}{B_{eq}} \right)^{1/3} \quad (23)$$

ここで B_{eq} は磁気赤道上で磁場強度、 B_0 は地球赤道地表面付近での磁場強度 (3.12×10^5 [T]) を示している。これは式 (8) で定義したものに近似される。真夜中磁気赤道上の L から $L + \Delta L$ 内にテスト粒子を与え、ランダムなドリフト位相を与えることで経度方向に一樣なテスト粒子分布を構築する。これらが断熱運動をすることを仮定し、単位時間に通過するテスト粒子を (E, α_{eq}) 上で数えることで、フラックス分布を再現するための重み付けが可能になる。定義された L シェル上すべてでこのような重み付けを実行後、一樣に展開されたテスト粒子すべてを一定時間追跡することで、各グリッド上でのフラックス量を推定する。

図10は図9で得られたフラックス分布を3次元展開したものである。GSM 座標系における $Z_{GSM}=0$ 上での 2次元フラックス分布と $Y_{GSM}=0$ 上の分布を色で投影している。フラックス量は約 850 keV から 1 MeV の電子フラックスを示しており、色はログスケールとしている。背景の灰色の線は磁力線を示す。図9と同様に、全体的にフラックスが減少しているのが再現され

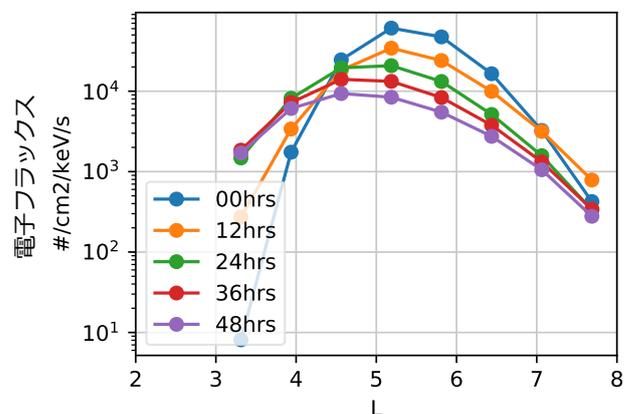


図9 テスト粒子を用いた動径方向拡散モデルの計算結果 横軸を L 値、縦軸を約 850 keV から 1 MeV の電子フラックスとしている。図8で示している K_p の値から得られた拡散係数を用いている。

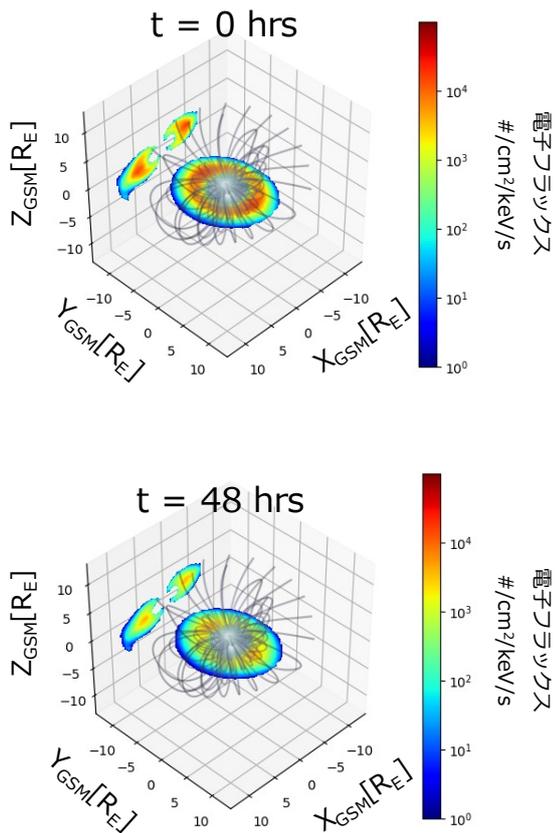


図 10 図 9 で得られたフラックス分布を 3 次元に展開したフラックス分布 $Z_{GSM}=0$ 上でのフラックス量を水平平面上に、 $Y_{GSM}=0$ 上のフラックス量を X-Z 面に投影している。色はログスケールで示している。灰色の線は磁気圏の磁力線を示している。

ている。

4 今後の課題

4.1 外部境界条件の推定

放射線帯電子の源は磁気圏尾部から供給され、動径方向に輸送されることで高いフラックスを持った高エネルギー電子が生成される。このため、外部からどの程度の電子が供給されるのかを推定することが予測には不可欠である。外部からの供給源として重要なのが、磁気圏尾部のプラズマシートである。平均的にはプラズマ温度が数 keV 程度、密度が $1/\text{cm}^3$ 程度以下となっている。これらは太陽風条件によって変化することが知られており、Tsyganenko and Mukai (2003)[16] によって経験的なモデルが提案されている。このモデルを利用することで、プラズマシート中の熱的プラズマ密度と温度を基にしたフラックス分布 $j(E, \alpha_{eq})$ を外部境界条件として与えることが可能になる。また、地球磁気圏全体を再現するグローバル MHD モデル (プラズマの挙動を流体として表現し巨視的な振る舞いを再現することができるモデル) と結合させることで、プラズマシートのプラズマ温度と密度を推定することも

可能である。一方で、実際には 100 keV 以上の高いエネルギーを持つ非熱的な電子も外部境界付近には存在する。Tsyganenko and Mukai (2003) の経験モデルやグローバル MHD モデルは熱的なプラズマシートを推定することには適しているが、非熱的な電子の成分を再現することができない。しかしながら、このエネルギー帯の電子は、第 1 断熱不変量を保存しながら L 値が 4 付近まで輸送されると、1 MeV に達するエネルギーを得ることができる。動径方向拡散による放射線帯外帯変動の寄与を調べるためには、このエネルギー帯の電子分布推定が重要となる。今後は、熱的な成分を推定する外部境界条件モデルとの結合に加え、非熱的な成分を推定するモデルとの結合、もしくは新規開発が必要となる。

4.2 局所散乱機構の推定

ここで示したように、大局的な散乱機構である動径方向拡散モデルの開発を先行して行っているが、次のステップとして磁気圏内に発生する電磁波による局所的な散乱機構を再現するモデルとの結合を行う。近年の研究において、放射線帯外帯の中心付近 ($L=4-5$) で発生するホイッスラー波が放射線帯電子を生み出すために重要な役割を担っていることがわかってきた。この電磁波は、放射線帯を構成する電子と共鳴することで高いエネルギーを持った電子を生み出す。波動振幅が小さい場合、準線形的なプロセスを経て、エネルギーとピッチ角が変化する。これにより、比較的ピッチ角の小さい電子 (磁気ミラー点を低高度に持つ) は電離圏へ降り込み、中性大気との衝突でエネルギーを失い放射線帯から消失する。

一方で、振幅がある程度大きいと非線形的な急加速が起こる (e.g.[9][10])。Saito et al. (2012, 2016)[17][18] はホイッスラー波を原因として大気への降り込み消失や位相捕捉による急加速機構をテスト粒子モデルで再現し、近年では日本の科学衛星「あらせ」によって観測されたフラックス変動を再現することに成功している[19]。ここで用いているモデルを局所的な散乱過程を再現するモデルとして利用する。テスト粒子モデルで構築されていることから、同モデルを基盤としている動径方向拡散モデルと親和性が高く、今後これらのモデルを結合して物理モデルの高度化を実現する。

5 まとめ

ここではリアルタイム運用を視野に入れた放射線帯電子シミュレーションを行う数値モデルについて概説を行った。テスト粒子モデルを基盤としており、放射線帯電子個々の軌道や運動量に物理過程を作用させる

ことで、放射線帯全体の変化を再現する。経験モデルと物理モデルを適切に結合することで、低計算コストで現実的な電子放射線帯環境の推定を実現する。これをリアルタイムで得られる太陽風データの下で再現することで、電子放射線帯環境に関する情報提供をリアルタイムで実現する。このモデルから得られる放射線帯環境データを個々の人工衛星に対して提供することで、障害リスク低減の運用方針を決めるために有用な宇宙天気情報の発信を目指す。

【参考文献】

- 1 Miyoshi Y., Shinohara I., Takashima T., et al., "Geospace exploration project ERG," *Earth, Planets and Space*, vol.70, 101, 2018. <https://doi.org/10.1186/s40623-018-0862-0>
- 2 Reeves G., McAdams K., Friedel R., and O'Brien T., "Acceleration and loss of relativistic electrons during geomagnetic storms," vol.30, no.10, 2003. <https://doi.org/10.1029/2002GL016513>
- 3 Northrop T.G., "The Adiabatic Motion of Charged Particles," Wiley-Interscience, New York, 1963. ISBN 978-0470651391
- 4 Roederer J.G., "Dynamics of Geomagnetically Trapped Radiation," Springer, New York, 1970. <https://doi.org/10.1007/978-3-642-49300-3>
- 5 Lejosne S., and Kollmann, P., "Radiation Belt Radial Diffusion at Earth and Beyond," *Space Science Reviews*, vol.216, no.1, 19, 2020. <https://doi.org/10.1007/s11214-020-0642-6>
- 6 Cohen I. J., Mauk B. H., Anderson B. J., Westlake J. H., Sibeck D. G., Turner D. L., et al., "Statistical analysis of MMS observations of energetic electron escape observed at/beyond the dayside magnetopause," *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, vol.122, no.9, pp.9440–9463, 2017. <https://doi.org/10.1002/2017ja024401>
- 7 Baker D. N., and Stone E. C., "The magnetopause electron layer along the distant magnetotail," *Geophysical Research Letters*, vol.4, no.4, pp.133–136, 1977. <https://doi.org/10.1029/gl004i004p00133>
- 8 Baker D. N. and Stone E. C., "The magnetopause energetic electron layer, 1. Observations along the distant magnetotail," *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, vol.83, Issue A9, pp.4327–4338, 1978. <https://doi.org/10.1029/ja083ia09p04327>
- 9 Inan U. S., Bell T. F., and Helliwell R. A., "Nonlinear pitch angle scattering of energetic electrons by coherent VLF waves in the magnetosphere," *J. Geophys. Res.*, vol.83, Issue A7, pp.3235–3253, 1978. doi:10.1029/JA083iA07p03235
- 10 Omura Y., Furuya N., and Summers D., "Relativistic turning acceleration of resonant electrons by coherent whistler mode waves in a dipole magnetic field," *J. Geophys. Res.*, vol.112, A06236, 2007. doi:10.1029/2006JA012243
- 11 Fujimoto M. and Nishida A., "Monte Carlo simulation of energization of jovian trapped electrons by recirculation," *J. Geophys. Res.*, vol.95, Issue A4, pp.3841–3853, 1990. doi:10.1029/JA095iA04p03841
- 12 Ozeke L. G., Mann I. R., Murphy K. R., Jonathan Rae I., and Milling D. K., "Analytic expressions for ULF wave radiation belt radial diffusion coefficients," *J. Geophys. Res. Space Physics*, vol.119, pp.1587–1605, 2014. doi:10.1002/2013JA019204
- 13 Sakaguchi K., Miyoshi Y., Saito S., Nagatsuma T., Seki K., and Murata K. T., "Relativistic electron flux forecast at geostationary orbit using Kalman filter based on multivariate autoregressive model," *Space Weather*, vol.11, pp.79–89, 2013. doi:10.1002/swe.20020
- 14 Sakaguchi K., Nagatsuma T., Reeves G. D., and Spence H. E., "Prediction of MeV electron fluxes throughout the outer radiation belt using multivariate autoregressive models," *Space Weather*, vol.13, pp.853–867, 2015. doi:10.1002/2015SW001254
- 15 Tsyganenko N. A. and Sitnov M. I., "Modeling the dynamics of the inner magnetosphere during strong geomagnetic storms," *J. Geophys. Res.*, vol.110, A03208, 2005. doi:10.1029/2004JA010798
- 16 Tsyganenko N. A. and Mukai T., "Tail plasma sheet models derived from Geotail particle data," *J. Geophys. Res.*, vol.108, Issue A3, 2003. doi:10.1029/2002JA009707
- 17 Saito S., Miyoshi Y., and Seki K., "Relativistic electron microbursts associated with whistler chorus rising tone elements: GEMSIS-RBW simulations," *J. Geophys. Res.*, vol.117, Issue A10, 2012. doi:10.1029/2012JA018020
- 18 Saito S., Miyoshi Y., and Seki K., "Rapid increase in relativistic electron flux controlled by nonlinear phase trapping of whistler chorus elements," *J. Geophys. Res. Space Physics*, vol.121, Issue 7, pp.6573–6589, 2016. doi:10.1002/2016JA022696
- 19 Saito S., Kurita S., Miyoshi Y., Kasahara S., Yokota S., Keika K., et al., "Data-driven simulation of rapid flux enhancement of energetic electrons with an upper-band whistler burst," *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, vol.126, Issue 4, e2020JA028979, 2021. <https://doi.org/10.1029/2020JA028979>



齊藤慎司 (さいとう しんじ)

電磁波研究所
電磁波伝搬研究センター
宇宙環境研究室
研究員
博士(工学)
超高層大気物理