

### 3.3.3 太陽高エネルギー粒子予測

簗島 敬（海洋研究開発機構）

（2019年11月19日受付、2021年5月31日公開）

#### 1. 初めに

太陽活動に起因して、数keVから最大で数GeVにも達するエネルギーの荷電粒子（電子、陽子、重イオン）が生成され、惑星間空間に放出される。これらは太陽高エネルギー粒子（Solar Energetic Particle, SEP）と呼ばれる。SEPの存在は、1942年2月から3月にかけて発生した太陽活動に伴って、地上のイオンチェンバーや中性子モニターにより初めて確認された（このような、SEPによる二次宇宙線が地上で観測されるほど巨大なイベントは、Ground Level Enhancementと呼ばれる）。当時、太陽における活動的イベントといえばフレアだったので、全てのSEPはフレアに伴って生成されると思われたが、現在は、フレアに伴って生成されるImpulsive SEPと、コロナ質量放出（CME）によって生成されるGradual SEPに大別できると考えられている（もちろん、両者が混在するケースもある）。両者の違いを表1と図1にまとめた。フレア起源のImpulsive SEPは、生成領域が太陽大気下層の活動領域であることを反映して、電子や重イオンに富み、電離度が高いことが特徴である。また、原因は解明されていないが、3価のヘリウムイオンが著しく増加することも知られている。Impulsive SEPは、その時間スケールの短さから、フレア領域で生成されて直ちに放出され、弾道的に進んでいると考えられている。荷電粒子は磁力線垂直方向より平行方向に動きやすいので、Impulsive SEPが地球で観測される場合、活動領域と地球が同じ磁力線で繋がっていると考えられる。確かに、起源である活動領域は太陽の西側に分布している（図1右下段図）。

一方、Gradual SEPはCMEが太陽大気から惑星間空間を伝播する際に発生する衝撃波によって生成されていると考えられており、Impulsive SEPに比べて陽子に富み、電離度が低いのが特徴である。Impulsive SEPとの大きな違いは、生成領域の広さである。衝撃波は磁力線を横切る方向にも伝播するので、図1左上段図のように経度方向に広い生成領域を持つ。そのため、幅広い経度で発生したCMEを起源とするGradual SEPが地球軌道で観測される（図1左下段図）。地球から見て太陽裏側で発生したCME由来のSEPも観測されるほどである。

SEPの宇宙環境への影響としては、電波通信障害、航空機や人工衛星に搭載されている機器の誤作動や劣化、船外活動中の宇宙飛行士の被ばくなどが挙げられ、警戒が必要である。これらの主要因が約10MeV以上の陽子なので、特にCME衝撃波に伴うGradual SEPの生成要因を特定し、その地球軌道への飛来を定量的に予測することが宇宙天気予報の枠組みに必要である。これは、人類が地球磁気圏外へと活動領域を拡大していく今後、ますます重要になってくる。本

稿では、プラズマ物理に基づく Gradual SEP の予測研究について、これまでの進展を簡単に紹介する。

表 1. 二種類の SEP の特徴 ([Desai & Giacalone, 2016]より抜粋)

	Impulsive SEP	Gradual SEP
電子/陽子 比	$\sim 10^2 - 10^4$	$\sim 50 - 100$
$^3\text{He}/^4\text{He}$ 比	$\sim 1$	$\sim 4 \times 10^{-4}$
Fe/O 比	$\sim 1$	$\sim 0.1$
鉄イオンの電離度	$\sim 20$	$\sim 14$
継続時間	$< 1 - 20$ 時間	$< 1 - 3$ 日
付随する電波バースト	III型	II型

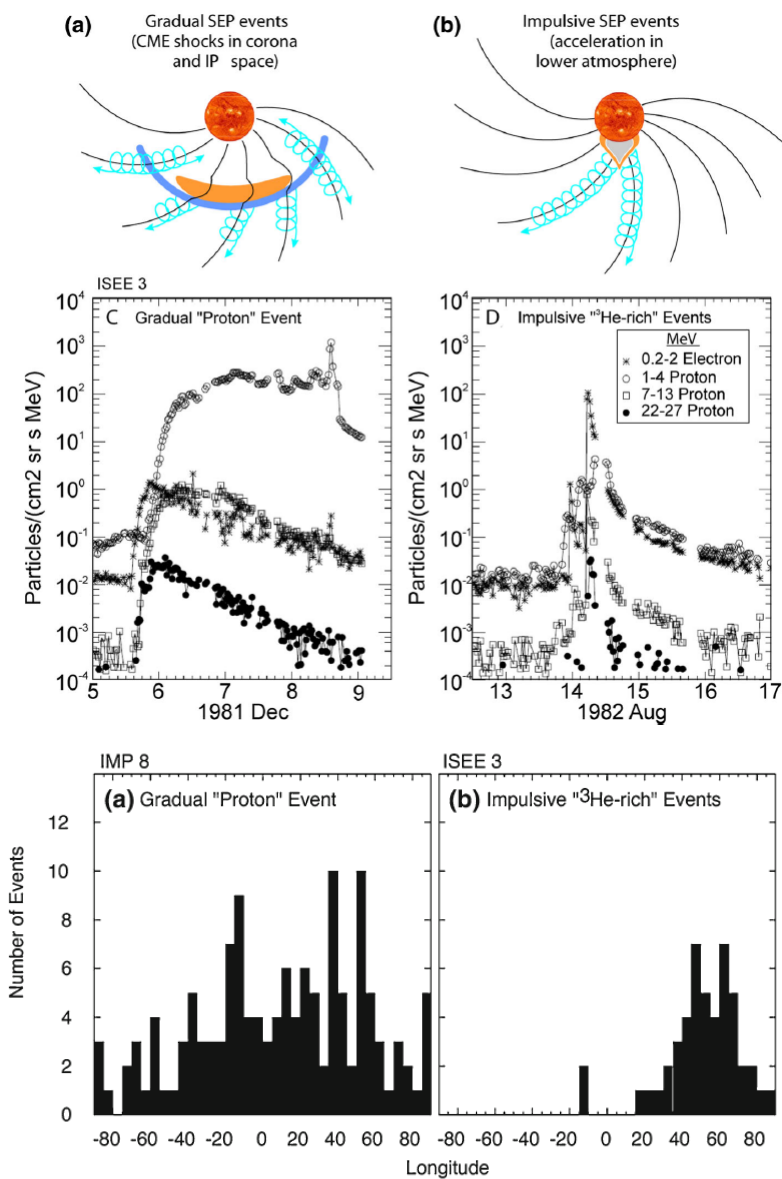


図 1. Gradual SEP (左) と Impulsive SEP (右) の違い。(上) 模式図、(中) 時間プロファイル例、(下) 起源となったフレアの太陽面経度に対する SEP イベント発生数の分布。データは ISEE-3 衛星で 1979 年から 1984 年の間に取得された ([Reames, 1999], [Desai & Giacalone, 2016]より抜粋)

## 2. 輸送モデルに基づく予測

通常、SEPのエネルギー密度は背景太陽風のそれに比べて十分小さいため、SEPは太陽風構造に影響を与えないテスト粒子的取り扱いをする。まず、磁場の影響を無視し、太陽から太陽風が放射状に流れている状態を考える。この場合、SEPを記述する方程式として、太陽圏内の銀河宇宙線の輸送方程式としても用いられるパーカー方程式を採用する。

$$\frac{\partial f}{\partial t} + V_{sw} \frac{\partial f}{\partial r} - \frac{p}{3} (\nabla \cdot V_{sw}) \frac{\partial f}{\partial p} = \frac{\partial}{\partial r} \left( D \frac{\partial f}{\partial r} \right) + S$$

ここで、 $t, r, p$  はそれぞれ時刻、太陽からの距離、SEPの運動量、 $f(t, r, p)$  は位相空間分布関数、 $V_{sw} = V_{sw} e_r$  は太陽風速度、 $D$  は空間拡散係数、 $S$  はソース項である。パーカー方程式は、太陽風による輸送（左辺第2項）、太陽風の膨張に伴う冷却（左辺第3項）、空間拡散（右辺第1項）からなる移流拡散方程式である。空間拡散の起源は磁場擾乱であり、擾乱強度が大きいほど拡散係数は小さくなる（擾乱領域に閉じ込められる）。

次に、磁場の影響を考える。定常太陽風中の磁場はスパイラル構造（パーカースパイラル）をしており、SEPは磁場に平行方向と垂直方向で異なる運動をする。その結果、速度分布に異方性を生じるようになる。また、太陽風中には対流電場  $E = -V_{sw} \times B$  が発生し、粒子の運動に影響を与える。だが、太陽と共に回転する系（共回転系）に座標変換すると、この系における太陽風速度  $V_{sw}^c = V_{sw} e_r - \Omega r e_\phi$  ( $\Omega$  は太陽自転角速度) は磁力線と平行になるため、電場が消える（以降、共回転系で話を進める）。さらに、SEPが擾乱によって十分散乱されると仮定すると、速度分布は等方化され、パーカー方程式が妥当になる。これは例えば、十分乱れた衝撃波後面のSEPの追跡に用いることができる。

しかしながら、地球軌道に最初に到達するSEPは必ずしも等方的ではない。生成領域から漏れ出したSEPは磁力線に沿って弾道的にやってくるため、磁気ミラー効果により磁力線平行方向速度が卓越する。よって、SEP「予測」という観点からは、パーカー方程式による取り扱いは十分ではない。そこで、磁場の効果とそれに伴う速度空間異方性を考慮するモデルとして、Focused Transport方程式（[Skilling, 1975], [le Roux, et al., 2007], [le Roux & Webb, 2009]）を採用する。ここでは、[Ruffolo, 1995]に準じた定常太陽風中のパーカースパイラルに沿ったFocused Transport方程式を紹介する。

$$\begin{aligned} & \frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} (\mu v + V_{sw}^c) f \\ & + \frac{\partial}{\partial \mu} \left[ -\frac{v + \mu V_{sw}^c}{2} \frac{\partial \ln B}{\partial z} - \mu \frac{\partial V_{sw}^c}{\partial z} \right] (1 - \mu^2) f \\ & + \frac{\partial}{\partial p} \left[ \frac{(1 - \mu^2) V_{sw}^c}{2} \frac{\partial \ln B}{\partial z} - \mu^2 \frac{\partial V_{sw}^c}{\partial z} \right] p f \\ & = \frac{\partial}{\partial \mu} D_{\mu\mu} \frac{\partial f}{\partial \mu} + S. \end{aligned}$$

ここで、 $v, \mu$  はそれぞれ太陽風（速度 $V_{sw}^c$ ）と共に動く系で測ったSEPの速度とピッチ角（速度ベクトルと磁場ベクトルの成す角度）の余弦、 $z$  は沿磁力線座標、 $B$  は磁場強度、 $D_{\mu\mu}$  はピッチ角拡散係数である。左辺第2項にSEP自身の自由流が含まれている。ピッチ角拡散係数は次の準線形理論モデルを用いる [Jokipii, 1971]。

$$D_{\mu\mu} = A|\mu|^{q-1}(1 - \mu^2), \quad (1 < q < 2)$$

係数 $A$ は、ピッチ角拡散係数と空間拡散係数の関係から、磁力線平行方向の平均自由行程 $\lambda_{\parallel}$ で表す。

$$D = \frac{\lambda_{\parallel} v}{3} = \frac{v^2}{4} \int_0^1 \frac{(1 - \mu^2)^2}{D_{\mu\mu}} d\mu \rightarrow A = \frac{3v}{2(4 - q)(2 - q)\lambda_{\parallel}}$$

この方程式は、与えられた定常太陽風中でのSEP軌道を追跡するもので、その起源は明確にせず、ソース項 $S$ で取り扱う。例えば、 $(t, z) = (0, 0)$  でデルタ関数的にソース項を与えるとImpulsive SEPを模擬する。このアプローチをGradual SEPのモデリングに用いたのがLarioらである [Lario, et al., 1998]。Larioらはまず、定常太陽風中にCME衝撃波が伝播するMHDシミュレーションを実施した。その後、特定の磁力線に注目し、磁力線上のCME衝撃波の位置及び物理量を時系列として抽出した。CME衝撃波によるSEP生成を模擬するために、衝撃波の位置で有限のソース項を与えて、そこから先の沿磁力線輸送をFocused Transport方程式に従って計算した。

宇宙天気予報の枠組みとしてのSEP予測の取り組みでは、Focused Transport方程式がよく採用される。 [Lario, et al., 1998]では、衝撃波によるSEP生成を想定しているので、ソース項は衝撃波の物理量の関数だと仮定して計算を行い、観測データと比較することで、ソース項のパラメータ依存性を経験的に見出す試みが行われた。この結果をデータベースとして整備したのがSolar Particle Engineering Code (SOLPENCO) である [Aran, et al., 2006]。SOLPENCOでは、事前に様々なパラメータ（経度、衝撃波速度など）でLarioらのMHD + Focused Transportシミュレーションを実施し、地球軌道におけるSEPフラックスの時系列を準備しておく。ユーザーが特定のパラメータを入力すると、近いパラメータでのシミュレーション結果を内挿して、衝撃波到来に先行するSEPフラックスの予測値を出力することができる。Larioらのアプローチに類似のモデルとして、Solar Energetic Particle Model (SEPMOD) [Luhmann, et al., 2017]も挙げられる。SEPMODでは、NASAのENLILコードを用いたCME衝撃波のMHDシミュレーション上でFocused Transport方程式を計算し、地球軌道におけるSEPフラックスを推定する。大規模・長時間計算が可能になっており、例えば火星軌道上でのSEPフラックスや、複数のCME衝撃波を扱うことができる。

これらのアプローチは、SEPの生成源として惑星間空間を伝播するCME衝撃波を扱っているが、一方、太陽近傍（フレアやコロナ衝撃波）でSEPが短期間のうちに生成されたと想定し、その後の輸送を予測する試みもある。高エネルギーSEPほど磁場強度の強い太陽近傍で生成されたと考えられるので、宇宙天気の観点から非常に重要だからである。Earth-Moon-Mars Radiation Environment Module (EMMREM) が提供するEnergetic Particle Radiation Environment

Module (EPREM) [Schwadron, et al., 2010]では、地球軌道で観測されたSEPを1AUにおける異なる経度点の境界条件として月や火星軌道におけるSEPフラックスを推定している。これは来る月・火星有人ミッションを想定してのことである。この手法は、月や火星軌道に繋がる磁力線におけるSEP生成率が、地球軌道に繋がる磁力線でのそれと等しいとの仮定の下であることに注意する必要がある。Solar Particle Radiation Space Weather (SPARX) [Marsh, et al., 2015]では、太陽近傍で生成されたSEPの惑星間空間への輸送を、特に磁力線を横切る運動（ドリフト、cross-field拡散）に注目して追跡している。磁力線を横切る運動は銀河宇宙線の輸送では考慮されるが、それよりエネルギーが低いSEPでは無視できると考えられていた（ゆえに、パーカースパイラルに沿ったFocused Transport方程式が採用されてきた）。しかし、複数衛星同時観測により、SEPはこれまでの想定を超えて磁力線を横切る方向に分布している可能性が議論されている。

### 3. 加速・輸送モデルに基づく予測の試み

SEP予測モデルでは、何らかの方法で生成された高エネルギー粒子の輸送を追跡することが主であり、その起源については必ずしも明確にしない。粒子の加速機構を自己無撞着に追跡するには第一原理計算が必要で、太陽圏の実スケールに適用するには計算規模の観点から非現実的である。だが、パーカー方程式やFocused Transport方程式も、粒子加速を断熱近似の範囲で扱うことができる。

パーカー方程式の運動量移流項は、太陽風の膨張に伴う冷却を表すが、逆に圧縮されていれば ( $\nabla \cdot V_{sw}$ が負ならば)、粒子の運動量が増加することになる (Focused Transport方程式においては、 $\partial V_{sw}^c / \partial z$ の項が対応する)。これは衝撃波で満たされる条件であり、もし粒子が衝撃波面に捕捉され続ければ、粒子は絶えず加速されることになる。これがいわゆる衝撃波統計加速 (フェルミ加速) 理論である [Blandford & Ostriker, 1978]。ここで、左側が上流、右側が下流の衝撃波静止系において、衝撃波面を横切ることができる粒子を考える。衝撃波前後では磁場擾乱が発達していると仮定し、粒子を反射する。反射は流体系で弾性的に起こるので、衝撃波上流での正面衝突の場合は衝突前後で粒子の運動量が増加し、下流での追衝突の場合は減少する。結果、衝撃波を1往復した後の粒子の運動量変化は  $4m(V_{up} - V_{down})/3 > 0$  となる ( $V_{up/down}$  はそれぞれ衝撃波上流/下流の速度、係数4/3は粒子の角度分布に対する重み)。よって、粒子は衝撃波面を往復するたびに運動量を獲得することができる。1次元衝撃波に対するパーカー方程式の定常解は、 $p^2 f \propto p^{-\Gamma}$  となる。ここでべき指数  $\Gamma$  は衝撃波の圧縮比  $r$  を用いて  $\Gamma = (r + 2)/(r - 1)$  と書け、強い衝撃波の極限  $r \rightarrow 4$  で  $\Gamma \rightarrow 2$  となり、衝撃波速度や拡散係数に依らない結果が得られる。

衝撃波統計加速理論は普遍的な指数を持つべき乗スペクトルを作れるという顕著な結果を与え、宇宙線の起源を説明する最有力な理論である。一方でこの理論には未解決の問題も存在する。衝撃波統計加速では粒子が衝撃波を往復することが必要だが、そもそも衝撃波は (流体

速度) > (熱速度) なので、熱的陽子は衝撃波を往復することができない。粒子を反射するためには衝撃波下流のみならず上流でも磁場擾乱 (アルフベン波) が必要で、また反射されるのはアルフベン速度よりずっと速い速度を持つ粒子である。これらは衝撃波粒子加速の注入問題として知られ、衝撃波統計加速を受ける粒子はそれ以前にある程度加速されている必要がある。

上記の衝撃波統計加速理論は、磁場と衝撃波面の法線ベクトルが平行な衝撃波に対してのものである。しかし、一般に磁場と法線ベクトルは斜めであり、この場合は対流電場が存在する。衝撃波前後で磁場が増幅されるので、粒子は磁気ミラー効果で衝撃波面に捕捉され、対流電場方向にドリフトすることで加速されるようになる。これは衝撃波ドリフト加速と呼ばれ、一般的な斜め衝撃波ではフェルミ加速とドリフト加速が共存する。ただし、斜め衝撃波においても電場の消える系 (ド・ホフマン-テラー系) に座標変換することで、平行衝撃波の場合と同じ議論を展開できる。定常かつ平面な斜め衝撃波では平行衝撃波に比べて加速時間は早い、定常状態のスペクトルは変わらないという結果が得られる [Drury, 1983]。

オリジナルの Focused Transport 方程式はフェルミ加速やドリフト加速を内包する方程式である。よって、これを CME 衝撃波面から解くことで、断熱近似の範囲内で SEP の加速と輸送を同時に追跡することが可能だろう。[Ruffolo, 1995] の Focused Transport 方程式は、以下のように拡張できる。

$$\begin{aligned} & \frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z}(\mu v + V_{\parallel})f \\ & + \frac{\partial}{\partial \mu} \left[ -\frac{\mu}{2} \frac{D \ln B}{Dt} + \frac{V_E}{v} \cdot \left( \frac{D}{Dt} + \mu v \frac{\partial}{\partial z} \right) \mathbf{b} - \frac{1}{v} \left( \frac{D}{Dt} + \mu v \frac{\partial}{\partial z} \right) V_{\parallel} - \frac{v}{2} \frac{\partial \ln B}{\partial z} \right] (1 - \mu^2) f \\ & + \frac{\partial}{\partial p} \left[ \frac{1 - \mu^2}{2} \frac{D \ln B}{Dt} + \frac{\mu V_E}{v} \cdot \left( \frac{D}{Dt} + \mu v \frac{\partial}{\partial z} \right) \mathbf{b} - \frac{\mu}{v} \left( \frac{D}{Dt} + \mu v \frac{\partial}{\partial z} \right) V_{\parallel} \right] p f \\ & = \frac{\partial}{\partial \mu} D_{\mu\mu} \frac{\partial f}{\partial \mu}. \end{aligned}$$

ここで、 $V = V_{\parallel} \mathbf{b} + V_E$  は流体速度、 $V_E = E \times B / B^2$  は電場ドリフト、 $D/Dt = \partial/\partial t + V \cdot \nabla$  は流体の流れに沿ったラグランジュ微分である。ピッチ角移流項 (左辺第3項) と運動量移流項 (左辺第4項) の大括弧内の第1-3項がそれぞれ、磁場勾配ドリフト加速、湾曲ドリフト加速、フェルミ加速の項である。[Ruffolo, 1995] の Focused Transport 方程式には含まれていなかった項は、定常太陽風中ではゼロであり、衝撃波面でのみ有限の値を持ち、粒子加速に寄与する。

このモデルの数値計算例を紹介する。2次元定常太陽風中にプラズマを噴出して衝撃波を発生させる MHD シミュレーションを実行し、特定の磁力線に沿って Focused Transport 方程式を解く。図 2 は3つの磁力線に対して、衝撃波におけるエネルギースペクトルの時間変化をプロットしている。Focused Transport 方程式にソース項は与えていないが、衝撃波の先端付近が通過する磁力線では粒子加速が起きている様子がわかる (パネル(a), (b))。加速機構を調べると、衝撃波面とパークースパイラルの成す角度によって、太陽近傍ではフェルミ加速が、離れるにつれて磁場勾配ドリフト加速が卓越する様子が確認された。このモデルを宇宙天気予報シミュレータ SUSANOO-CME [Shiota & Kataoka, 2016] に実装する試みも進められている。

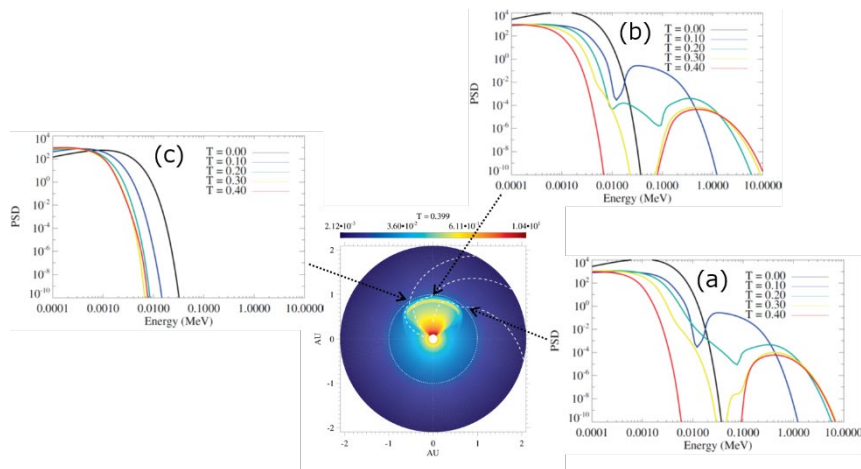


図 2. MHD+Focused Transport シミュレーション。(a)-(c)は異なる磁力線における衝撃波面でのエネルギースペクトルの時間変化。時間 T は 1 天文単位のアルフベン時間で規格化

## 4. まとめ

太陽高エネルギー粒子 (SEP) 予測のための物理モデルを紹介した。Focused Transport 方程式によるアプローチは、近似レベルと計算規模とのトレードオフから有用な手法である。生成領域からの輸送を追跡することが主目的であるが、衝撃波におけるフェルミ加速やドリフト加速を記述できるため、CME 衝撃波による SEP 加速と輸送の研究に拡張する試みが進められている。ただし、最後に紹介したモデルで現状扱えるのは、惑星間空間衝撃波に限られている。宇宙環境に深刻な影響を及ぼしかねない 100 MeV を超えるような高エネルギー SEP は、太陽近傍でのフレアやコロナ衝撃波によって生成されていると考えられており、このモデル化も進める必要がある。

衝撃波統計加速では、「被加速粒子が既に加速されていること」「場が乱れて擾乱が存在すること」が必要条件である。例えば CME が連発するイベントで、後発の CME 衝撃波で SEP が生成されやすい観測結果もあり、先発の CME が種粒子となる超高温成分を生成し、かつ場を乱したと考えれば、衝撃波粒子加速シナリオと整合的である。Focused Transport シミュレーションは、種粒子の温度や平均自由行程の見積もりに結果が強く依存するので、シミュレーションのパラメータサーベイと過去の観測データと比較することで、これらを明確にできるかもしれない。

これまでの SEP の観測は一部の例外を除いて、地球軌道における単点観測が主である。しかし、近年の複数衛星同時観測により、新たな知見がもたらされている。例えば STEREO 衛星による異なる経度での同時観測から、SEP は想定していた以上に磁力線を横切る方向に輸送されている例が報告されており [Wiedenbeck, et al., 2013]、シナリオの修正が必要になるかもしれない。

い。今後の展望は、異なる半径での同時観測である。2020年代に本格稼働が予定されている Parker Solar ProbeやSolar Orbiterでは、およそ10太陽半径から地球軌道に渡って太陽風プラズマ、電磁場、高エネルギー粒子の観測を行う。これによりSEPの加速と輸送を切り分け、種粒子の正体、衝撃波や磁場擾乱など加速現場の直接観測、多次元的な輸送過程といった未解決の問題に答え、太陽圏物理学への貢献が大いに期待されている。これまでに類を見ない観測データを解釈するための相補的なツールとして、より精密なSEPシミュレーションモデルを整備しておく必要があるだろう。

本稿は主に、レビュー論文 [Reames, 1999] [Desai & Giacalone, 2016]、書籍 [寺沢敏夫, 2002] [高原文郎, 2002]、および著者の研究成果に基づいて執筆されました。執筆にあたり助言頂いた天野孝伸氏に感謝いたします。

## 引用文献

- Aran, A., Sanahuja, B. Lario, D., 2006. *SOLPENCO: A solar particle engineering code*, 出版地不明: Advances in Space Research.
- Blandford, R. D. Ostriker, J. P., 1978. *Particle acceleration by astrophysical shocks*, 出版地不明: The Astrophysical Journal Letters.
- Desai, M. Giacalone, J., 2016. *Large gradual solar energetic particle events*, 出版地不明: Living Reviews in Solar Physics.
- Drury, L., 1983. *An introduction to the theory of diffusive shock acceleration of energetic particles in tenuous plasmas*, 出版地不明: Reports on Progress in Physics.
- Jokipii, J. R., 1971. *Propagation of cosmic rays in the solar wind*, 出版地不明: Reviews of Geophysics and Space Physics.
- Lario, D., Sanahuja, B. Heras, A. M., 1998. *Energetic Particle Events: Efficiency of Interplanetary Shocks as  $50 \text{ keV} < E < 100 \text{ MeV}$  Proton Accelerators*, 出版地不明: The Astrophysical Journal.
- le Roux, J. A. Webb, G. M., 2009. *Time-Dependent Acceleration of Interstellar Pickup Ions at the Heliospheric Termination Shock Using a Focused Transport Approach*, 出版地不明: The Astrophysical Journal.
- le Roux, J. A., Webb, G. M., Florinski, V. Zank, G. P., 2007. *A Focused Transport Approach to Pickup Ion Shock Acceleration: Implications for the Termination Shock*, 出版地不明: The Astrophysical Journal.
- Luhmann, J. G. ほか, 2017. *Modeling solar energetic particle events using ENLIL heliosphere simulations*, 出版地不明: Space Weather.
- Marsh, M. S. ほか, 2015. *SPARX: A modeling system for Solar Energetic Particle Radiation Space Weather forecasting*, 出版地不明: Space Weather.



- Reames, D. V., 1999. *Particle acceleration at the Sun and in the heliosphere*, 出版地不明: Space Science Reviews.
- Ruffolo, D., 1995. *Effect of Adiabatic Deceleration on the Focused Transport of Solar Cosmic Rays*, 出版地不明: The Astrophysical Journal.
- Schwadron, N. A. ほか, 2010. *Earth-Moon-Mars Radiation Environment Module framework*, 出版地不明: Space Weather.
- Shiota, D. Kataoka, R., 2016. *Magnetohydrodynamic simulation of interplanetary propagation of multiple coronal mass ejections with internal magnetic flux rope (SUSANOO-CME)*, 出版地不明: Space Weather.
- Skilling, J., 1975. *Cosmic ray streaming - I. Effect of Alfvén waves on particles*, 出版地不明: Monthly Notices of the Royal Astronomical Society.
- Wiedenbeck, M. E. ほか, 2013. *OBSERVATIONS OF SOLAR ENERGETIC PARTICLES FROM 3He-RICH EVENTS OVER A WIDE RANGE OF HELIOGRAPHIC LONGITUDE*, 出版地不明: The Astrophysical Journal.
- 高原文郎, 2002. *天体高エネルギー現象*. 出版地不明: 岩波書店.
- 寺沢敏夫, 2002. *太陽圏の物理*. 出版地不明: 岩波書店.