

# 新数値モデリングで迫る太陽フレア粒子加速機構

箕 島 敬

〈海洋研究開発機構地球内部ダイナミクス領域 〒236-0001 横浜市金沢区昭和町 3173-25〉

e-mail: minoshim@jamstec.go.jp

増 田 智・三 好 由 純

〈名古屋大学太陽地球環境研究所 〒464-8601 名古屋市千種区不老町〉

e-mail: masuda@stelab.nagoya-u.ac.jp, e-mail: miyoshi@stelab.nagoya-u.ac.jp

草 野 完 也

〈名古屋大学太陽地球環境研究所 〒464-8601 名古屋市千種区不老町〉

海洋研究開発機構地球内部ダイナミクス領域 〒236-0001 横浜市金沢区昭和町 3173-25〉

e-mail: kusano@nagoya-u.jp

宇宙プラズマにおける粒子加速は普遍的な現象であり、太陽においても例外ではない。われわれは、太陽大気における粒子加速問題の解明を目指して、ドリフト運動論に基づき、分布関数の時間発展を広い空間領域で計算する新しいモデルを構築した。数値計算の結果、太陽フレアにおいては主に磁気ループ頂点でのベータトロン加速と、開いた磁力線における慣性ドリフト加速が発生することが明らかになり、これらは、太陽フレア最大の未解決問題の一つであるループ上空に存在する硬 X 線源や、太陽から惑星間空間への電子逃走の起源となりうることを示された。

## 1. 太陽における粒子加速研究

過去の月報記事でも多く取り上げられていることからわかるように、天文学においてプラズマ粒子加速問題は重要な研究テーマの一つに位置づけられている。これは、物理学分野や地球惑星科学分野においても同様である（例えば、現在持ち回り制で開催されている、3学会合同プラズマ宇宙物理シンポジウムにおいては、セッション名の一つとなっている）。ゆえに粒子加速は自然科学分野における共通の主研究課題と言えよう。本記事では、天文学の一分野である「太陽」における粒子加速研究について、われわれの研究を通じて概説する。

1970年代の Skylab 衛星による X 線観測から始まり、80年代の「ひのとり」衛星、90年代の「よ

うこう」衛星、そして2000年代の「ひので」衛星による観測を経て、太陽大気（光球、彩層、遷移層、コロナからなる）におけるダイナミックな活動が次々と明らかになった。なかでも最も激しい現象が「フレア」と言われる爆発現象である。太陽全面を常時観測している GOES 衛星の軟 X 線（0.5-4 Å および 1-8 Å の2波長観測）を眺めると、数十分程度の時間スケールで X 線強度が数十から数百倍以上に跳ね上がり、その後数時間程度かけて減衰する様子が見られる。一方で、さらに硬 X 線やガンマ線（数十 keV 以上）、または電波（数ギガヘルツ以上）などの波長域でフレアを眺めると、もっと短い時間スケール（数分程度）で強度の増大・減衰が見られる。これがわれわれが注目するフレアの一面である。

前者はコロナプラズマの流体的な振舞い（フレアに伴う加熱と冷却）を反映しているのに対して、後者はフレアに伴って非熱的に加速された粒子を反映している。太陽もまた、宇宙空間に普く存在する粒子加速器の一つである。フレアの際、電子は最高で数十 MeV、陽子は数十 GeV 程度以上にまで加速され、指数 3-6 程度のべき乗エネルギー分布をもち、非熱的粒子の総エネルギーはフレア全エネルギーの数十% (!) に達する場合もあることが、これまでの観測からわかって、ないしは見積もられている。すなわち、太陽コロナは圧倒的に流体的に振舞いながらも\*1、時として強烈な粒子性が発現する環境である。

太陽フレア粒子加速の主観測手段が X 線であることから、この分野は特に日本が世界をリードし続けてきた。「ひのとり」衛星および「ようこう」衛星の硬 X 線撮像観測が極めて著しい成果を上げた。磁気極性が共役な位置（磁気ループの両足元に相当）からの硬 X 線放射や、磁気ループの上空に存在する硬 X 線放射源<sup>1)</sup>などは、軟 X 線観測などから得られたフレアの流体的構造と合わせて、「フレア=磁気再結合(リコネクション)」説を、定性的には確固たるものとした。しかし、フレアに伴って「いつ・どこで・どのように」粒子は加速されるのか、その定量的な解明は、現在に至るまで未解決の問題である。

では、フレア粒子加速の理論研究はというと、これまで実に多くの研究者によって活発に進められており、まさに百花繚乱である<sup>2)</sup>。例えば、リコネクションに伴う粒子加速素過程の理論・数値研究（主に電磁粒子シミュレーション\*2を用いる）が、太陽フレアに応用され始めている<sup>3), 4)</sup>。その一方で、太陽コロナは、プラズマの粒子性が顕著になる空間スケールがわずかメートルオーダーなのに対し、

現象のスケールは 10 万キロメートルにも達する（スケール間ギャップとして知られる）ので、上記の結果を直接観測結果と比較することは飛躍がある。そこで、ミクロスケールの素過程研究に加え、観測との比較を目指して、広いスケールでの粒子加速に注目した研究も行われている<sup>5), 6)</sup>。

ところで、われわれが目にする観測量は大抵、コロナ中のどこかで加速された粒子が、何らかの経路を伝播し、エネルギーを散逸して放射する、そのすべての過程がたたみ込まれた量である。事実、粒子の伝播効果が、観測量の時間空間的変動として反映されていることがわかっている<sup>7), 8)</sup>。よって、特に粒子加速の実証的研究においては、加速機構だけでなく、同時に進行する粒子の伝播や散逸作用を併せて考慮することも非常に重要である。このような観点に立った理論研究はこれまで数少なく<sup>9), 10)</sup>、また肝心の実証という点で決して十分ではない。そこでわれわれは、これまでのさまざまな観測結果を実証的に理解することを目指し、フレアにおける粒子加速・伝播・散逸機構を扱う新たな数値モデルの構築を行った。まず次節ではわれわれが構築した「ドリフト運動論的モデル」の概要を簡単に紹介しよう。

## 2. ドリフト運動論的モデリング

われわれは、次に挙げる 2 点に重点を置いた数値モデリングを目指す。まず 1 点目は、観測との直接比較による実証研究が可能であることである。先に述べたように、太陽コロナでは粒子と現象のスケール間ギャップが非常に大きいため、素過程を漏れなく考慮できる粒子シミュレーションの場合、観測による検証が難しい。そこで、ドリフト運動論を採用する。これは、粒子の磁気モーメント\*3の保存を仮定し、磁力線周りの旋回運動

\*1 典型的なパラメーター（後述）を用いると、コロナプラズマでは流体近似が非常によく成立する。

\*2 第一原理に基づいて、個々の電子とイオンの運動方程式、およびマクスウェル方程式を解く手法。すべての運動論的效果を考慮できる反面、膨大な計算機資源を必要とするため、巨視的現象を追うことは難しい。

\*3 磁力線を旋回する周期運動により定義される恒量で、旋回速度の 2 乗を磁場強度で割った値。

を粗視化することで、粒子の運動としては磁力線平行方向の自由流と、垂直方向のドリフト（磁場勾配ドリフト、湾曲ドリフト、分極ドリフトからなる）のみを扱う手法である（旋回中心近似とも言う）<sup>11)</sup>。この近似により、コロナの現実的なパラメーターを用いた数値計算が可能になる（その一方で、素過程のいくつかについては、適当なモデルを行うことで組み込む）。もう1点は、時々刻々進行する粒子加速現象を、粒子分布関数を用いて詳細に検証できることである。テスト粒子シミュレーションを用いた先行研究<sup>9), 10)</sup>はあるが、この場合はフレア中のさまざまな時間・場所における分布関数を正しく取得することが難しい。そこでわれわれは、分布関数の時間発展を記述するボルツマン方程式を数値的に解くことにした。分布関数  $f$  の時間発展は次の式で表される。

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \nabla \cdot \left( \frac{d\mathbf{r}}{dt} f \right) + \frac{\partial}{\partial \mu} \left( \frac{d\mu}{dt} f \right) + \frac{\partial}{\partial \gamma} \left( \frac{d\gamma}{dt} f \right) = \left( \frac{df}{dt} \right)_{\text{col}} \quad (1)$$

ここで  $\mathbf{r}$  は実空間ベクトル、 $\mu$  と  $\gamma$  はそれぞれピッチ角（磁力線と速度ベクトルのなす角）の余弦とローレンツ係数であり、右辺は衝突による損失項である。運動量変化は  $d\mu/dt$ ,  $d\gamma/dt$  に含まれ、これらは背景の電磁場で決まる量となっている。

本研究では、フレアにおける電子加速をターゲットにした。そこで、背景の電磁場はイオンの流体的運動に支配されていると想定し、フレア磁場構造の解析的モデル<sup>12)</sup>を用いることにした。これは、二次元ポテンシャル磁気ループの上空に磁気中性線を有する、リコネクションモデルに基づいた磁場構造である。これを、これまでに報告されている観測結果<sup>13)</sup>を参考に時間変化させることで、誘導電場を計算する。この誘導電場が電子を加速することになる。モデル磁場および誘導電場から計算される電場ドリフト速度を表したものが図1となっている。モデルの詳細は文献14を参

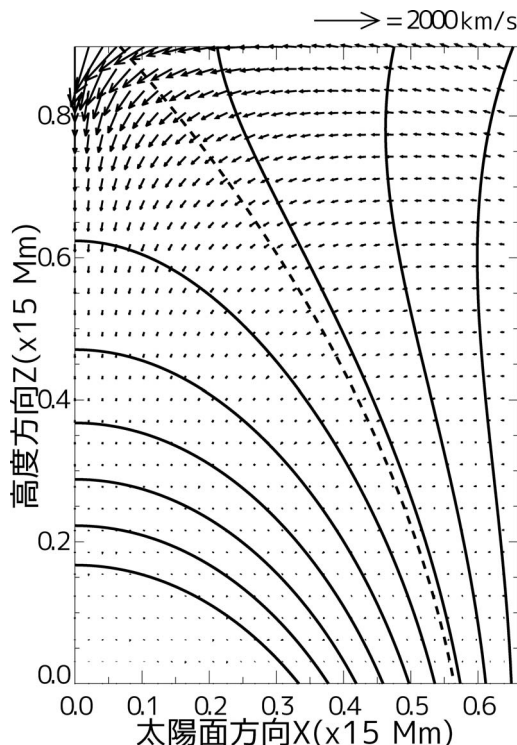


図1 本研究で用いるモデル磁場構造および電場ドリフト速度分布のスナップショットを、それぞれ実線および矢印で示している。点線は開いた磁力線と閉じた磁力線の境界である磁気セパトトリックスで、上空の磁気中性線（領域外）に接続している。

考いただきたい。

以上を用いて、式(1)を数値的に計算する。次節以降では計算結果から明らかになったフレア粒子加速、および観測との比較について紹介する。

### 3. フレアループ中の電子分布

図2に示したのは、20 keV（左）および50 keV（右）の電子数密度の空間分布である。初期に実空間に一樣、速度空間に等方的に分布していた電子が、フレア進行に伴って、特に磁気ループの頂点（ $Z=0.7-0.8$ 付近）で増加している様子が見取れる。これは、ループの収縮に伴う磁力線垂直方向の磁場勾配ドリフト加速（ベータトロン加速）によって、被加速電子がループ頂点に捕捉された

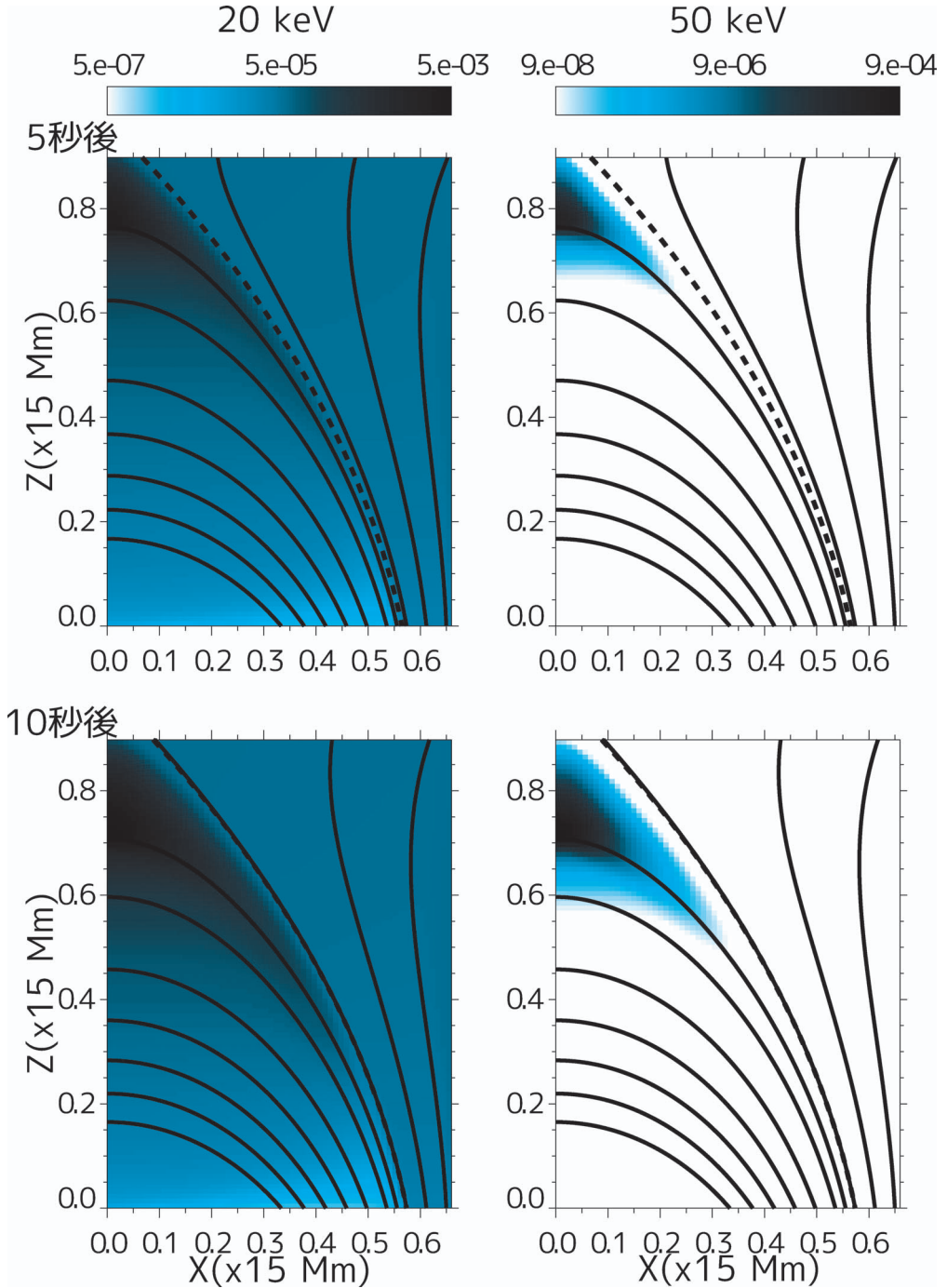


図2 電子数密度の空間分布. 左と右がそれぞれ 20 keV, 50 keV の電子を表し, 上段がフレア開始から 5 秒後 (フレア電場最大時), 下段が 10 秒後 (フレア終息時) である.

結果であることが、速度分布関数から見積もった垂直方向の温度と、収縮による磁場強度の変化を比較することでわかる。ドリフト加速にはほかに湾曲ドリフトと分極ドリフトを介した平行方向の加速もあるが、この電磁場モデルにおいては、これらの強度は磁場勾配ドリフトに比べて弱かったため、磁場勾配ドリフト加速が卓越し、このような結果となった。

この計算では、あらゆるエネルギーの電子が同じようにループ頂点で加速・捕捉され続け、ループ下部の足元 ( $Z=0$ ) へは落ちそうにない。一方で、ほぼすべてのフレアで、被加速電子からの硬 X 線は足元から放射されており、また上空からの放射はエネルギーによって分布が異なることもわかっている (後述)。そこでモデルに含まれていない物理過程を追加する必要があるのだが、ここではループ中のピッチ角散乱を検討する。コロナ中の電子は、背景プラズマとの二体間クーロン衝突や、プラズマ波動との相互作用によって、磁気モーメントの保存が破れ、ピッチ角が変化する可能性がある。小さなピッチ角に変化した電子は、ループ足元深くまで落ち込むことが可能になる。ここでは、理論・数値的取扱いが容易で、かつ観測的にその影響が示唆されている<sup>7)</sup>、クーロン衝突によるピッチ角散乱を式 (1) の右辺に考慮した計算結果を紹介する。

図 3 では、 $X=0$  (ループ頂点) における電子数密度の高度分布を、ピッチ角散乱を考慮した場合としない場合について示している。まず青線で示した、散乱がない場合について考える。この場合は、いずれのエネルギーにおいても、同じ高度 ( $Z=0.77$ ) でピークをもっている。これは、先述したとおり、電子はループ頂点に捕捉され続け、ループが収縮すればするほど密度が増加するためである。一方、黒線で示した、散乱がある場合の結果によると、ピーク高度がエネルギー依存性をもっていることがわかる。低エネルギー成分は低高度にピークをもち、エネルギーが上がると高高

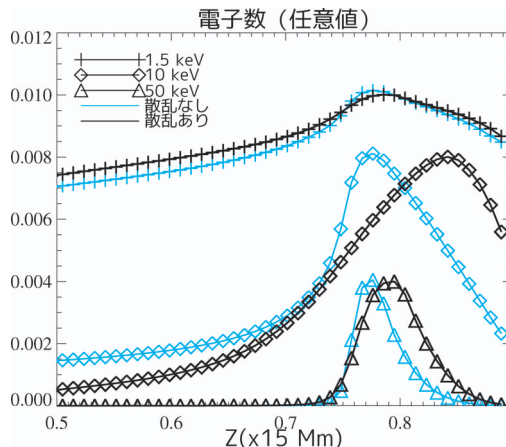


図 3 フレア開始 5 秒後、 $X=0$  における電子数密度の高度分布. 十字, 菱形, 三角形がそれぞれ 1.5 keV, 10 keV, 50 keV の電子を表し, 黒線と青線がそれぞれピッチ角散乱を考慮した場合としない場合の計算結果である。

度にシフトし、さらにエネルギーが上がると再び低高度にピークをもっている。

この結果は、太陽フレア最大の未解決問題の一つである、磁気ループの上空に存在する硬 X 線放射源の解明の手がかりとなる。「ようこう」衛星の最大の成果の一つは、低エネルギーの硬 X 線ループの上空に存在するエネルギーの高い硬 X 線放射源の発見<sup>1)</sup>である。この発見はフレアの磁気リコネクションモデル<sup>15)</sup>を不動のものとした一方で、上空の硬 X 線放射源自体の起源はいまだ不明である。近年、野辺山電波ヘリオグラフを用いて、さらにエネルギーの高い電子が放射する電波源と位置を比較したところ、電波源は低エネルギーの硬 X 線ループに近い低高度に位置していることが明らかになってきた。これらの観測事実で見られる放射源高度のエネルギー依存性とわれわれの数値計算結果は同じ傾向を示しているのである。

では、数値計算で得られた傾向について解釈しよう。磁気ループ中の電子の磁力線平行方向の運動は、散乱がない場合は、磁気ミラー力による捕

捉<sup>\*4</sup>を受けてループ内を往復し続け、足元へ落ちることはない。一方散乱がある場合は、散乱の時間スケールとループ内の往復運動の周期の大小関係によって、二つの極限が存在する<sup>16)</sup>。散乱の時間スケールが往復運動の周期に比べて十分速い場合、「強い散乱の極限」と呼ぶ。この場合、磁気ミラー力による捕捉はもはや効かず、電子は散乱されながらそのままループ足元に落ち込む。一方、往復運動の周期が散乱の時間スケールに比べて十分速い場合は、「弱い散乱の極限」と呼ぶ。この場合は磁気ミラー力による捕捉が十分効くが、散乱の時間スケールで電子は足元に到達できる。

クーロン衝突による散乱の場合、低エネルギー電子は「強い散乱の極限」に近づく。よって(ループ長)/(速度)程度の時間<sup>\*5</sup>でループ足元に落ち込み、失われる。ところがこの時間スケールはループの収縮の時間スケールに比べて遅いため、損失の効果は弱く、図3に示した高度分布は、散乱の有無によらず似た分布になる。一方高エネルギー電子は「弱い散乱の極限」に近づく。この場合も、足元へ落ち込む時間スケールが遅い。加えて、高エネルギー電子はエネルギースペクトルの傾きが急なため、ループの収縮に伴う加速による密度増加率( $\partial \ln f / \partial t$ )が大きい。よって損失の効果は弱く、やはり高度分布は散乱の有無によらず似た分布になる。では、散乱の有無によってピーク高度の違いを示すのはどのようなエネルギー帯なのだろうか。実は、散乱の時間スケールと往復運動の周期が同程度の間エネルギーの電子が最も効率的に足元に落ち込み、ループの収縮に伴う密度増加より速く失われると、収縮の途中、すなわち高高度で分布がピークをもつのである。

これまで、磁気ループの上空に存在する硬 X 線放射源は、「強く捕捉された電子による放射」と思われていたのだが、むしろ正反対で、「速く失われるから、ループ上空で硬 X 線を放射(強く捕捉されていたら、低高度まで進んでしまう)」と解釈できそうである。このように、ループ内の電子伝播と、ループ自体の輸送を合わせて考慮することで、数値計算結果、ひいてはループ上空の硬 X 線放射源の起源を解明できると考えている。

#### 4. 開いた磁力線の電子分布

ここまで、フレアループ中の電子分布についての議論を行ってきた。一方で、再結合してループになる前の開いた磁力線はというと、図2(右半分の領域)では目立った特徴はなく、一見すると何も起きていないと思われる。ところが、フレアに伴って高エネルギー粒子が磁力線に沿って太陽から惑星間空間に放出されることは、III型電波バースト<sup>\*6</sup>や人工衛星の「その場」粒子観測により古くから知られている<sup>17)</sup>。そこで、計算結果の開いた磁力線における電子分布の詳細を見てみよう。

図4に示したのは、磁気セパトリックス(開いた磁力線と閉じた磁力線の境界)近傍の開いた磁力線( $X, Z$ ) = (0.14, 0.87)における電子ピッチ角分布である。図中の横軸は、左が反太陽(惑星間空間)方向、右が太陽方向を示している。太陽方向の電子はほぼ等方的であるのに対し、反太陽方向の電子はそれとは異なる。反太陽方向になるにつれて電子数が少し減少し、その後ピッチ角余弦-0.9付近でピークをもっていることに注目いただきたい。これは、開いた磁力線において平行方向の加速が発生していることを示している

\*4 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際、エネルギーおよび磁気モーメントが保存するので、ピッチ角が大きくなり、磁力線平行方向の速度が減少する効果。粒子の初期位置における磁場強度とピッチ角によって、移動できる範囲が決まる。

\*5 より正確には、磁場構造で決まるファクターがかかり、数十倍程度長くなる。

\*6 開いた磁力線に沿って伝播する10-100 keV程度の電子による電磁放射。プラズマ不安定により励起されたラングミュア波(静電モード)が何らかのモード変換を経た結果だと考えられている。

(-1.0 付近の電子がほぼゼロであるが、これは太陽に向かったピッチ角余弦 1.0 付近の電子が  $X=0$  で失われたことによるもので、今の議論とは無関係である)。

これは、慣性ドリフト加速や遠心力加速と言われるものである。電子は磁力線に沿って自由に動くことができるので、曲がった磁力線が動くとき(図

1 参照)、電子は遠心力を感じて上方向に加速される。これは例えば、ビーズが刺さっている針金を振ると、ビーズが飛んでいく状況と同じである。

さて、この加速機構がどの程度発生しているのかを、もう少し調べてみる。図 5 では、開いた磁力線領域における、反太陽方向の速度をもつ電子数密度分布を強調して示した。フレア電場が最大である 5 秒後の分布に注目すると、前後に比べ、密度の等高線が左上方にシフトしていることがわかる(図中太線に注目いただきたい)。遠心力によって電子が上方向に飛ばされている様子を表している。加えて、先ほどは磁気セパトリティクス近傍の電子分布を示したが、必ずしもセパトリティクス近傍でなくても上方向に飛ばされている様子も見て取れる。そこで、この領域における反太陽方向の総電子数変化を計算したところ、最大で領域全体の 1% 程度の電子が上方向に加速され、惑星間空間に逃走するだろうと見積もられた。フレアに伴って惑星間空間へ逃走する電子数は、フレア領域の 1% 以下程度と見積もられている<sup>18)</sup>ことから、この結果は観測とよく整合していると言えるだろう\*7。

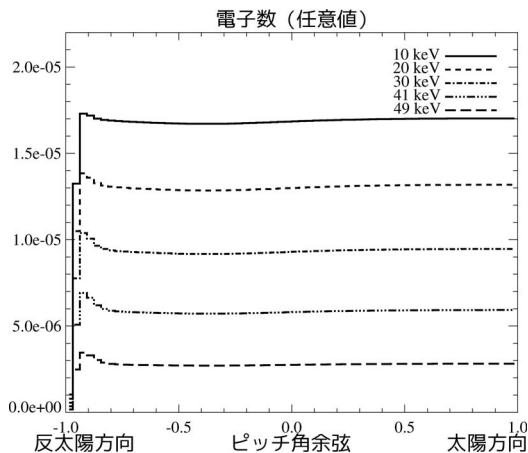


図 4 フレア開始 5 秒後、磁気セパトリティクス近傍の開いた磁力線  $(X, Z) = (0.14, 0.87)$  における、さまざまなエネルギーの電子ピッチ角分布。

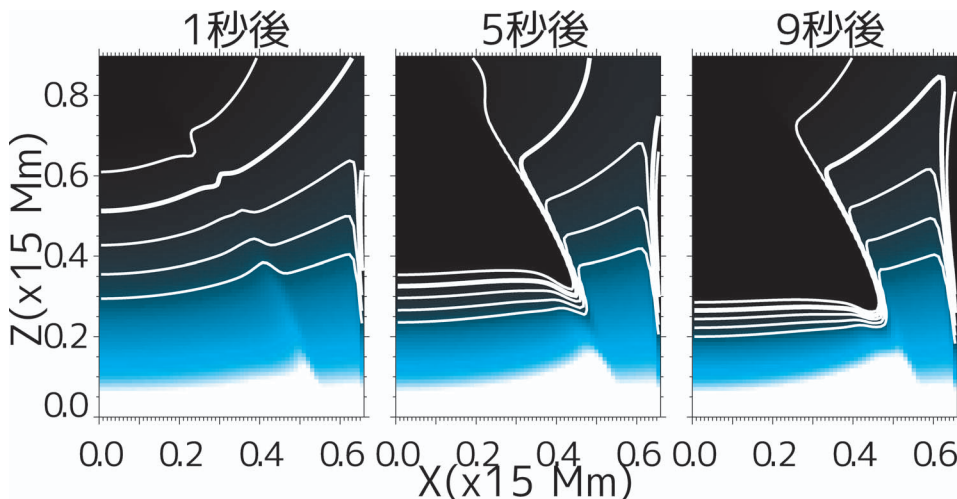


図 5 反太陽方向の速度をもつ 20 keV 電子数密度の空間分布を、右半分の開いた磁力線領域を強調して、カラーおよび等高線で示している。左からフレア開始 1 秒後、5 秒後(フレア電場最大時)、9 秒後である。

\*7 ただし、この機構により生成された逃走電子が、コロナ上空でのさらなる加速などで変調を受ける可能性を否定しない。

慣性ドリフト加速は、曲がった磁力線が運動しさえすれば、強度の差こそあれど、必ず発生する。「ひので」衛星等の観測結果を見れば見るほど、太陽大気は定常状態とは程遠くて、常にゆらゆらと動いている。このような状況では、フレア時ほど強烈ではないにしても、慣性ドリフト加速の結果として微弱な電子逃走が頻繁に発生している可能性がある。事実、太陽では一見して何も起きていないときでも、惑星間空間に電子が放出されている証拠がしばしば観測されている<sup>19), 20)</sup>。これら電子が放射したと考えられる微弱な電波バースト現象と太陽の状況を比較し、コロナホールに隣接した活動領域で何らかの粒子加速機構が発生していると結論した研究もある<sup>21)</sup>。慣性ドリフト加速は、まさにこのような開いた磁力線と閉じた磁力線が隣接する領域で効率的であり、またその遍在性から、微弱だが頻発する電子逃走現象を説明できるのではないかと考えている。

## 5. まとめと課題

本記事では、太陽フレア粒子加速機構の解明を目指した新しい数値モデルについて概説した。新しいモデルにより現実のパラメーターに近い粒子加速モデリングおよび観測との比較が可能となり、これまでのさまざまな観測事実を解明する手がかりが得られ始めている。特に、加速とともに同時進行する伝播・散逸機構を考慮することにより、これらの効果が鍵となるループ頂点の電子高度分布や慣性ドリフト加速による逃走電子分布が得られたことは、分布関数の時間発展を広い空間領域で計算することができる本モデルならではの成果と言える。

3節にて、磁気ループの上空に存在する硬 X 線放射源の解明の手がかりを得たと述べたが、実は大きな問題が残されている。すでにお気づきの読者もいるかもしれないが、ループ上空の硬 X 線放射源は典型的に 20–50 keV 程度であり、一方、数値計算結果 (図 3) ではピークが高高度に位置

する電子のエネルギーは 10 keV 程度で、一致していない。3節にて述べた、ループ内の電子伝播に戻って議論すると、クーロン衝突のみを考慮する場合でも、数十 keV 程度の電子は「弱い散乱の極限」には漸近せず、散乱の時間スケールと往復運動の周期が同程度になることがありうる。にもかかわらず、計算結果で数十 keV 程度の電子が低高度にピークをもっていたのは、ループ収縮に伴う加速による密度増加率が非常に大きく、損失の効果が相対的に弱くなってしまったためである。高高度でピークをもつためには速く損失させる必要があるので、密度増加率を下げなければならない。密度増加率は  $(-\partial \ln f / \partial \gamma)$  に比例するので、これを下げるためには、電子を熱くしなければならない。つまり、ループが収縮を始めてすぐ（もしくはそれ以前）に初期加速が起きていなければならないことを意味している。この問題を解明するためには、例えばリコネクションに伴う磁気中性線近傍（モデルの領域外に位置する）での粒子加速とわれわれのモデルを連結するような方法が考えられるだろう。

今回用いた磁場モデルは極めて単純なものであり、言うまでもなく現実はずっと複雑である。現実をまるごと再現することを目的とし、高解像度の磁気流体シミュレーションによるフレア実験や、「ひので」衛星の観測に基づいたコロナ磁場モデリング研究が進められている<sup>22), 23)</sup>。このような現実に近い（と思われる）環境下での粒子加速研究においても、われわれのモデルによるアプローチが威力を発揮するだろうと期待し、今後の展望とさせていただきます。

## 謝 辞

本記事は主に文献 14 についてまとめたものであり、名古屋大学太陽地球環境研究所の GEMSIS プロジェクトの研究成果の一部です。本研究の実施にあたり、サポートしてくださった同研究所のスタッフの方々に感謝いたします。筆者らは、文



部科学省から科学研究費補助金の援助を受けています。本記事で用いた図の一部は、アメリカ天文学会の承認を得て文献 14 から引用しました。

### 参考文献

- 1) Masuda S., Kosugi T., Hara H., Tsuneta S., Ogawara Y., 1994, Nature 371, 495
- 2) Aschwanden M. J., 2002, Particle Acceleration and Kinematics in Solar Flares (Particle Acceleration and Kinematics in Solar Flares, A Synthesis of Recent Observations and Theoretical Concepts, by Markus J. Aschwanden, Lockheed Martin, Advanced technology Center, Palo Alto, California, U.S.A. Reprinted from SPACE SCIENCE REVIEWS, Volume 101, Nos. 1–2, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht)
- 3) Drake J. F., Swisdak M., Che H., Shay M. A., 2006, Nature 443, 553
- 4) Hoshino M., 2005, Journal of Geophysical Research (Space Physics) 110, 10215
- 5) Miller J. A., Larosa T. N., Moore R. L., 1996, ApJ 461, 445
- 6) Tsuneta S., Naito T., 1998, ApJ 495, L67
- 7) Aschwanden M. J., Fletcher L., Sakao T., Kosugi T., Hudson H., 1999, ApJ 517, 977
- 8) Aschwanden M. J., Kosugi T., Hudson H. S., Wills M. J., Schwartz R. A., 1996, ApJ 470, 1198
- 9) Giuliani P., Neukirch T., Wood P., 2005, ApJ 635, 636
- 10) Karlicky M., Barta M., 2006, ApJ 647, 1472
- 11) Northrop T. G., 1963, Reviews of Geophysics and Space Physics 1, 283
- 12) Lin J., Forbes T. G., Priest E. R., Bungey T. N., 1995, Sol. Phys. 159, 275
- 13) Qiu J., Lee J., Gary D. E., Wang H., 2002, ApJ 565, 1335
- 14) Minoshima T., Masuda S., Miyoshi Y., 2010, ApJ 714, 332
- 15) Shibata K., Masuda S., Shimojo M., et al., 1995, ApJ 451, L83
- 16) Melrose D. B., Brown J. C., 1976, MNRAS 176, 15
- 17) Lin R. P., Mewaldt R. A., van Hollebeke MA. I., 1982, ApJ 253, 949
- 18) Krucker S., Kontar E. P., Christe S., Lin R. P., 2007, ApJ 663, L109
- 19) Gosling J. T., Skoug R. M., McComas D. J., 2003,

- Geophys. Res. Lett. 30, 130000
- 20) Potter D. W., Lin R. P., Anderson K. A., 1980, ApJ 236, L97
  - 21) 森岡 昭, 三好由純, 増田 智, 2007, 天文月報 100, 272
  - 22) Inoue S., Kusano K., Masuda S., et al., 2008, in Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 397, First Results From Hinode, ed. S. A. Matthews, J. M. Davis, L. K. Harra, 110 pp.
  - 23) Schrijver C. J., DeRosa M. L., Metcalf T., et al., 2008, ApJ 675, 1637

### Drift-Kinetic Modeling of Particle Acceleration and Transport in Solar Flares

**Takashi MINOSHIMA**

*Institute for Research on Earth Evolution, Japan Agency for Marine-Earth Science and Technology, 3173–25 Syowa-machi, Kanazawa-ku, Yokohama 236–0001, Japan*

**Satoshi MASUDA and Yoshizumi MIYOSHI**

*Solar-Terrestrial Environment Laboratory, Nagoya University, Furo-cho, Chikusa-ku, Nagoya 464–8601, Japan*

**Kanya KUSANO**

*Solar-Terrestrial Environment Laboratory, Nagoya University, Furo-cho, Chikusa-ku, Nagoya, 464–8601/Institute for Research on Earth Evolution, Japan Agency for Marine-Earth Science and Technology, 3173–25 Syowa-machi, Kanazawa-ku, Yokohama 236–0001, Japan*

**Abstract:** Based on the drift-kinetic theory, we develop a model for particle acceleration and transport in solar flares. The model identifies two dominant mechanisms of electron acceleration. One is the betatron acceleration at the top of closed loops, and the other is the inertia drift acceleration in open magnetic field lines, which produces antisunward electrons. The former acceleration can be a generation mechanism of electrons that radiate above-the-loop-top emissions, and the latter of escaping electrons from the Sun.