ジオスペースと実験室における プラズマの波動粒子相互作用研究の進展

Progress of Studies on Wave-Particle Interactions in Geospace and Laboratory Plasmas

1. はじめに

1. Introduction

永 岡 賢 ─ NAGAOKA Kenichi 核融合科学研究所,名古屋大学大学院理学研究科 (原稿受付:2021年2月2日)

近年、運動論に基づく研究が様々なプラズマ研究におい て進展している.スーパーコンピュータを用いた大規模数 値シミュレーション研究では、分布関数を計算することが 可能になり、また、実験室プラズマやスペースプラズマを 対象とした計測技術の進展により、分布関数の変化が高精 度にとらえられるようになってきた. このような研究手法 の進展により、波動粒子相互作用の研究が活発化してい る.特に、「あらせ」衛星の打ち上げにより、これまでの衛 星では計測不可能であった放射線帯における計測や搭載す る計測器の計測精度の格段の向上により、地球磁気圏のプ ラズマの波動現象,粒子加速現象,オーロラのダイナミッ クな姿が明らかになりつつある.一方で、実験室プラズマ でもレーザー誘起蛍光法, レーザー散乱計測, 荷電交換分 光などの計測機器の分解能向上によりバルクプラズマの分 布関数の変化や非熱的高エネルギー粒子の計測が進展し, 波動励起や異常輸送の研究が進展している.

小特集

本小特集では、波動粒子相互作用とその関連する現象に 焦点を当て、ジオスペースと実験室プラズマの研究の最前 線について紹介し、異なる分野間の相互理解と両分野の一 層の研究の進展の契機となることを目的とする.磁気圏プ ラズマ研究コミュニティと実験室プラズマ研究コミュニ ティは、普段からの交流が活発とまでは言えない状況かも しれないが、本小特集がその橋渡しになれば幸いである.

ジオスペース(電離圏や磁気圏内部領域などの地球周辺 の宇宙空間)には、ダイポール磁場配位における典型的な 磁化プラズマが存在しており、その領域の波動現象は、磁 化プラズマの分散関係により記述される.そのように考え ると、実験室プラズマの中に類似した波動現象を見つける ことは簡単に思えるかもしれない.基礎方程式を含めて理 論的枠組みは共通である.どんな効果を考慮するか?とい うモデル化に、千差万別があるだけと考えることができる だろう.では、その中からどのような視点で共通性を議論 することが可能であろうか?

一つは、同じモード(分散関係が同じ)の現象に注目す るのも一つの共通性の視点である.磁気圏のホイッスラー モードとトーラスプラズマ中の MeV 領域の高エネルギー 電子が励起するホイッスラーモード帯の波動の振る舞いを 詳細に比較することも面白いだろう.実際にそのような試 みも行われている.

もう一つは、物理的な議論に共通性を見つけることもで きるだろう、筆者は、ジオスペースのホイッスラーモード の研究とトーラスプラズマのアルベン固有モードの研究に 非常に近いものを感じている.分布関数の局所的な勾配に よるコヒーレントモードの励起、背景磁場構造や分布関数 の応答に起因するモード周波数の変化、そのモードの最大 成長率を与える共鳴とは異なるエネルギー帯で起こる粒子 加速現象など、物理素過程として共通と思えるものがたく さん含まれている.この2つのモードは分散関係も最も強 く起こる共鳴の種類(サイクロトロン共鳴と逆ランダウダ ンピング)も異なるにもかかわらず、類似した議論が展開 されている点は、とても興味深い.

他にも異なる視点からの共通性の議論も可能かもしれな

National Institute for Fusion Science, Toki, GIFU 509-5292, Japan

い.また,逆に同じ現象を異なる視点から異なる解釈を与 えることもあるだろう.多様な視点から本特集を楽しんで いただければ幸いである.

本小特集の次章以降の構成は以下の通りである.第2章 では,惑星磁気圏の波動粒子相互作用,特にコーラス放射 及びEMIC波の励起発展過程や放射線帯の形成消滅に果た す役割について,研究の経緯や最近の理論及びシミュレー ション研究の進展を解説いただく.第3章では近年大きな 進展を見せている探査機観測に焦点を当て,「あらせ」衛 星による広帯域の計測機器を用いたジオスペースにおける 波動粒子相互作用研究の進展について述べていただく.第 4章では実験室における磁気圏プラズマ研究の進展につい て、天体に見られる重力閉じ込めと実験室の磁場閉じ込め の平衡状態の物理を比較して実験結果と共に解説いただ く.第5章では核融合をめざす高温プラズマを対象とし て、トーラスプラズマ中の高エネルギー粒子とアルベン波 の相互作用について述べる.第6章はまとめであり、紹介 された様々なプラズマのパラメータの特徴や、今後の研究 の展望について述べる.



2. Theory and Simulations on Nonlinear Wave-Particle Interactions in Space Plasmas

大村 善治 OMURA Yoshiharu 京都大学生存圈研究所 (原稿受付: 2020年12月18日)

宇宙空間で頻繁に観測されるホイッスラーモードコーラス放射は線形理論では記述することのできない本 質的に非線形な物理過程である.コーラス放射は周波数変動を伴い,コーラス波動がつくる電磁ポテンシャルに 捕捉された電子は波動の周波数変動と外部磁場の勾配の効果により相対論的エネルギーまで加速されて地球放射 線帯を形成している.コーラス放射は高エネルギー電子とのサイクロトロン共鳴によって形成されるが,同様に 高エネルギープロトンとのサイクロトロン共鳴によって周波数変動を伴う電磁イオンサイクロトロン (EMIC) 波が生成される.放射線帯電子はこの EMIC 波との異常サイクロトロン共鳴により効率よくピッチ角散乱を受け て極域降下する.放射線帯の生成・消滅過程に関わるこれらの非線形波動粒子相互作用について解説する.

Keywords:

nonlinear, wave-particle interaction, chorus, whistler-mode, EMIC, radiation belts, cyclotron resonance, chirping, space plasma, simulation

2.1 研究の歴史的経緯

地球の南半球で発生した雷から放射される幅広い周波数 の電波の一部が地球の磁力線にガイドされて北半球へと伝 搬してきたものを地上で受信することができる. 宇宙空間 を磁力線に沿って伝搬する波の速度が周波数の高い部分程 速く, 周波数の低い部分が遅いため, 反対半球では高い周 波数から徐々に低い周波数へと変化する電波が受信され る. このような電波はホイッスラー (whistler) と呼ばれ, 長距離で電話が使われ始めた19世紀の終わりごろから,通 話にこのような音が混ざることから知られていたがその原 因は謎であった、宇宙空間が真空ではなくプラズマで満た されていることが検証できたのは、1957年に人類初の人工 衛星スプートニク1号が打ち上げられて始まる宇宙時代に なってからであるが、英国のストーレイ (Storey) は1953 年の学位論文[1]でそれを理論的に予測している.ストー レイは宇宙空間のプラズマの存在を仮定することでホイッ スラーの謎がとけることを示した.ストーレイの論文の付 録には、 雷起源のホイッスラーとは異なる電波が受信され ることが報告されている. ヒス (hiss), 孤立ライジングホ イッスラー (isolated rising whistler), ドーンコーラス (dawn chorus) 等の記述がみらる.これらの電波の信号を オーディオアンプに入れると、ヒスは連続的な特徴のない ノイズのような音として聞こえ、孤立ライジングホイッス ラーは雷ホイッスラーとは逆に周波数が滑らかに上昇する

音,またドーンコーラスはその名の通り短いライジングホ イッスラーが連続的に繰り返されてあたかも夜明けに鳴く 鳥の声のように聞こえる.

スタンフォード大学のVLF電波の研究グループが,北半 球から出されたモールス信号を南半球緯度51度にあった米 国海軍の船上で受信した際に,モールス信号が引き金と なって周波数変動を伴う新しい波が励起されることを発見 している[2].この周波数変動は,ドーンコーラスの周波 数変動と殆ど同じであることから,人工的に放射した電波 からコーラスを励起する実験が盛んに行われた.南極のサ イプル (Siple)基地から VLF 電波を放射し,それを磁気共 役点で受信する実験が1970年代から1980年代前半にかけて 盛んに行われた.周波数が上昇するライジングトーンのみ ならず降下するフォーリングトーン,下がって上がるフッ クと呼ばれるエミッションも観測されており,磁気圏に電 波を入力することで,そこから性質の異なる新しい電波が 出てくるというのは非線形現象の典型的な例である.

2.2 理論とシミュレーション研究の発展

ホイッスラーモード波の研究において線形成長率の計算 が主流をなしてきた[3].線形成長率は一定の波数と周波 数をもつ小振幅の波に対して,その成長・減衰を調べるの に有効であるが,ホイッスラーモードコーラス放射のよう に大振幅でかつ周波数変動をする波に対しては有効ではな

Research Institute for Sustainable Humanosphere, Kyoto University, Gokasho, Uji, KYOTO 611-0011, Japan

author's e-mail: omura@rish.kyoto-u.ac.jp

い.サブストーム等の磁場擾乱によって温度異方性をもっ た高エネルギー電子が内部磁気圏に注入されると熱揺動レ ベルの電磁界の中から最大線形成長率を持つ波数の波を中 心として成長し,そのスペクトルは次第に細くなってコー ヒーレントな波動が励起される.この線形成長率を決定し ているのは,電子速度分布関数の共鳴速度付近の密度勾配 である.コーヒーレントな大振幅波は共鳴電子を捕捉でき るポテンシャル構造をつくり,共鳴電子の一部はポテン シャルに捕捉されて振動する.

1970年代後半にホイッスラーモード不安定性の計算機シ ミュレーション研究が始まり、その後、スーパーコン ピュータと数値計算手法の発展を見て、現在ではコーラス 放射やホイッスラーモードトリガー放射を再現することが できるようになった.図1(a)の計算機シミュレーション は、電磁界の基本方程式とコールドプラズマの流体方程式 および多数の高エネルギー電子の運動方程式を組み合わせ て解く電子ハイブリッドコードより再現したものである [4].電磁界の方程式は1次元で解くが、粒子の運動方程 式はダイポール磁場を2次関数で近似した円筒座標系の不 均一磁場のもとで解き進めている.このような第一原理に 基づいてコーラス放射を再現する計算機シミュレーション に2007年に成功し、そのデータ解析を通じて理論研究も 大きく進展した.図1(b)は全ての電子を粒子として扱う



図1 (a)電子ハイブリッドシミュレーションで再現されたコー ラス放射 (Katoh and Omura, 2007 [4]) (b)電磁粒子コード シミュレーションで再現されたコーラス放射 (Hikishima *et al.*, 2009 [5]).

1次元電磁粒子コードにおいて,磁力線に平行な静電波成 分を無視し電子ハイブリッドコートと同じ不均一磁場のモ デルを導入することによってコーラス放射を再現したもの である[5].

2.3 コーラス放射の発生機構

コーラスは外部磁場に平行に伝搬する右回り円偏波のホ イッスラーモード波であると仮定する.これは,高エネル ギー電子に外部磁場に対して垂直方向の熱速度成分が平行 方向の熱速度よりも大きいという温度異方性がある場合に は,平行方向に伝搬する波動成分が最も大きな線形成長率 を持つことによっている.振幅 B_w と角周波数 ω が滑らかに 変動していく波動として数学的に表記して,その振幅と周 波数の波動方程式を解くことが試みられている.波と相互 作用する電子は共鳴電流 J_R を形成し,その電流と波動の電 界との内積が負となることにより波動は共鳴電子からエネ ルギーを得て成長する.この電界に平行な共鳴電流を J_E ,また波の磁界に平行な成分を J_B とすると, J_E は振幅を 変動させ, J_B は周波数を変動させる.これらの関係は次の 波動方程式で表現される[6].

$$\frac{\partial B_{\rm w}}{\partial t} + V_{\rm g} \frac{\partial B_{\rm w}}{\partial h} = -\frac{\mu_0 V_{\rm g}}{2} J_{\rm E} \tag{1}$$

$$c^{2}k^{2} - \omega^{2} - \frac{\omega\omega_{\rm pe}^{2}}{\Omega_{\rm e} - \omega} = \mu_{0}c^{2}k\frac{J_{\rm B}}{B_{\rm w}}$$
(2)

ここで、h は磁力線沿いの距離、 V_g は群速度、c は光速、 μ_0 は真空の透磁率、 ω_{pe} は電子のプラズマ周波数である. (1)式は波動の振幅は群速度で伝搬し、その大きさは共鳴 電流 J_E によって変動することを示している.(2)式は共 鳴電流 J_B を含むホイッスラーモード波の分散関係式であ る.周波数 ω の虚部を ω_i とすると、これは波動の成長率を 表し、(1)式の右辺は $\omega_i B_W$ と表せることから、 $|J_E| \sim |J_B|$ 、 $\omega_i \ll \omega$ を仮定すれば(2)式の右辺は左辺の各項に比べて 小さく、分散関係式を大きく変化させることはないことが 理解できる.この分散関係式を時間で偏微分することによ り、次式を得ることができる.

$$\frac{\partial\omega}{\partial t} + V_g \frac{\partial\omega}{\partial h} = 0 \tag{3}$$

これは群速度で伝搬する波動の周波数は変化しないことを 示している.それでは周波数変動するコーラスは如何に生 成されるのであろうか? 周波数の変動する過程は,(2) 式において右辺が大きな値を持つ必要条件を考慮すると, 共鳴電流 $J_{\rm B}$ が存在するもとで周波数の異なる新たな波が 小さな振幅から次第に生成される時にのみ可能であること が示唆される.共鳴電流が無い場合($J_{\rm B} = 0$)の分散関係 式(2)を満たす周波数を ω_0 とすると, $J_{\rm B}$ が現れた時に生 じる周波数の変動分 $\omega_1 = \omega - \omega_0$ は,(2)式を展開して次 式で表される.

$$\omega_1 = -\frac{\mu_0 V_g}{2} \frac{J_{\rm B}}{B_{\rm w}} \tag{4}$$

Special Topic Article

共鳴電流は, サイクロトロン共鳴速度

$$V_{\rm R} = \frac{\omega}{k} \left(1 - \frac{\Omega_{\rm e}}{\gamma \omega} \right) \tag{5}$$

付近の高エネルギー電子が波動の電磁界がつくるポテン シャルの周りで非線形な運動をすることにより形成され る.ここで、 γ はローレンツ因子である.波の位相速度 ω/k が正であるとすると、 $\omega < \Omega_e$ であることから非相対論 的エネルギー ($\gamma \sim 1$)では V_R は負の値となるが、相対論 的MeV電子においては、 V_R は正となる.密度の高い非相 対論的共鳴電子は、波動の伝搬方向とは反対方向に走行し つつ波と共鳴し、共鳴速度の周りにできる波動ポテンシャ ルを取り囲むように運動し、**図2**に示すように速度位相空 間において電子ホールを形成する.この共鳴電子の挙動は 振子の方程式で表される.

$$\frac{\mathrm{d}\xi}{\mathrm{d}t} = \theta \tag{6}$$

$$\frac{\mathrm{d}\theta}{\mathrm{d}t} = \omega_{\mathrm{tr}}^2 (\sin \zeta + S) \tag{7}$$

ここで、 ζ は粒子の垂直速度 v_{\perp} と波の磁界 B_w との角度, $\theta = k(v_{\parallel} - V_R)$ であり、不均一性因子S は以下の式で表される.

$$S = -\frac{1}{s_0 \omega \Omega_{\rm w}} \left(s_1 \frac{\partial \omega}{\partial t} + c s_2 \frac{\partial \Omega_{\rm e}}{\partial h} \right) \tag{8}$$

ここで Ω_w はサイクロトロン周波数で規格化した波の振幅 B_w であり、パラメータ s_0 、 s_1 、 s_2 は ω 、 γ 、 v_{\perp} 、 Ω_e 、 ω_{pe} の関数である[7]. S = 0 の時、波のポテンシャルに捕捉さ れた共鳴電子は(ξ , θ) = (π , 0) の周りにトラッピング周波数 ω_{tr} で振動するが、電界のベクトルに対して、電子の垂直速 度成分のベクトルが正負対称に分布するので、平均的には $J_E = 0$ となってエネルギーの授受はおこらない.しかし、 (8) 式の第1項の周波数変動や第2項の外部磁場勾配があ るとポテンシャル構造は非対称になり、 J_E が現れて(1)式 に従って振幅の成長・減衰が起こる.赤道面付近では、ダ



図2 コーラス波の共鳴速度位相空間で共鳴電子がつくる電子 ホール (Omura *et al.,* 2008 [6]).

イポール磁場に捕捉された高エネルギー電子のサイクロト ロン共鳴フラックスが最大となるため,波動の線形および 非線形成長率が最大となる.線形成長率が最大となる周波 数でコーヒーレントな波が成長し,その波がトリガーと なって周波数が変動する非線形成長過程が始まる.最初は S=0であるが,波のポテンシャルに捕捉される共鳴電子 と捕捉されない共鳴電子の数が異なると, J_B が現れる.通 常,最初にトリガーとなる波のパケットが十分長い場合に は,捕捉されない共鳴粒子の数が多くなり,電子ホールが 形成され, $J_B < 0$ となって周波数の上昇が始まる.赤道面 付近では,(8)式の第2項である磁場勾配は無視できて, 第1項の周波数変動がSの値を決める.S = -0.4の時に最 も J_E が大きくなるポテンシャル構造ができることから,非 線形成長率の最適条件として,

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} = \frac{\omega_1}{T_{\rm N}} = \frac{0.4 s_0 \omega_0}{s_1} \Omega_{\rm w} \tag{9}$$

が得られる.ここで、 T_N は共鳴電流が形成されるのに必要な時間であり、この(9)式から非線形成長における最適振幅 (optimum amplitude)を求めることができる[9].

一方,非線形成長過程では、トリガー波とは異なる周波 数をもつ波が新たに生成される必要があり、赤道付近のあ る固定点において波が成長すること(絶対不安定)が求め られる.すなわち(1)式の第1項∂B_w/∂t が正となることが 必要であり、その条件を求めるには、第2項の∂B_w/∂h を推 定しなければならない.ダイポール磁場が赤道付近から波 が伝搬する過程で、波が非線形成長できる条件(S~-0.4) から∂B_w/∂h を求め、絶対不安定となる閾値振幅(threshold amplitude)を導くことができる[7].

緩やかに周波数が上昇する一つのコーラスは、そのスペ クトル構造を拡大すると、図3(b)に示すように多くのサ ブパケットから構成されていることがわかる. これらのサ ブパケットは、上に記述した絶対不安定性によって、閾値 振幅から最適振幅へと振幅が増大する非線形波動成長過程 によって形成される.ここで不思議なのは、各サブパケッ トの振幅は、成長、飽和、減衰という変化をして、それが 繰り返される中,図3(c)の瞬時周波数の時間変動に見ら れるように周波数は僅かな振動をしながらも平均的には次 第に上昇していくことである. 一つのサブパケットの周波 数の情報が、次のサブパケットに受け継がれていくメカニ ズムの鍵は、波動の伝搬方向とは反対の方向に共鳴電子が 流れている点にある. 非線形成長過程によって少し高い周 波数において新たに生成された波動は伝搬する過程で共鳴 電子と相互作用し共鳴電子からエネルギーを受け取り、共 鳴電子群は波の位相に対して特定の角度に集まった状態で 強いピッチ角散乱を受ける.この共鳴電子群は波動の空間 位相構造を保持した形で、サブパケットを通過して波動の 伝搬方向とは反対の上流方向に進む. 上流では、この電子 群に刻まれた空間位相構造に対応する波数と周波数をもっ た波が放射されて、これが新たなトリガー波となり次の非 線形成長過程を引き起こして周波数をさらに上昇させる. このプロセスの繰り返しによって周波数が徐々に上昇する



 図3 Van Allen Probe A 衛星で観測されたコーラス放射の周波数 スペクトルとサブパケット構造(Foster *et al.*, 2017 [8]).

サブパケットが連なって生成されて,図3(d)のような一つのコーラス放射が生成されるのである.

赤道付近で周波数が上昇するコーラス放射(0.2~0.7Ωe) が発生した後、ダイポール磁場の曲率をもつ磁力線に沿っ て伝搬する過程で次第に波数ベクトルの方向が平行方向か ら斜め方向に変化する. 伝搬角 ∉ が比較的小さい準平行伝 同じ形が維持される.この場合、ホイッスラーモード波の 位相速度と群速度は $0.5\Omega_e$ において等しくなり、 $v_{\parallel} = \omega/k$ となるランダウ共鳴において,群速度で伝搬する波束との 相互作用時間が長くなり、効率のよいエネルギーの授受が 起こる. ランダウ共鳴においても(8)式と同じ形式の不均 一性因子 S₀を定義することができて、外部磁場の勾配に よって捕捉電子が加速され、その波は減衰する. 図4に GEOTAIL 衛星によるコーラスの観測例に示す. 白い実線 と破線は観測地点と赤道面での 0.5Ωe 周波数である. コー ラス波動は赤道面で発生し高緯度へ伝搬する過程でサイク ロトロン 周波数が上昇するため、破線と実線の間の周波数 において減衰が起こる. この0.5Ωeにおける減衰のために, コーラス放射は二つの周波数帯に分かれて伝搬するように 見える.また, 0.5Ωeを境として波動の群速度の方向が大き く変化し伝搬方向が異なるため、上側周波数帯 (upper band) コーラスと下側周波数帯 (lower band) コーラスと よばれる.多くの場合は、その発生領域においては単一の コーラス放射であったものが、0.5Ωeにおける非線形減衰 を受けるため2つの波動に分離して見えることが多い.し かし、図1に示した計算機シミュレーショは平行伝搬のモ デルなので、0.5Ωeの非線形減衰は起こらない.また図3の



図 4 0.5 Ω_eで減衰を受けてLowerバンドとUpperバンドに分か れたコーラス放射(Yagitani et al., 2014 [10]).

観測は衛星が磁気赤道の付近にあったので,やはり非線形 減衰は起こっていない.

2.4 コーラスによる放射線帯電子フラックスの 形成過程

コーラスの生成過程においては、伝搬方向とは逆に進む 共鳴電子の大部分はピッチ角が減少する方向に散乱され て、エネルギーもコーラスに与えて減少する.これらの粒 子は、コーラスがつくる非線形ポテンシャルの中に捕捉さ れるのではなく、その周りを取り巻くように運動する.一 方、僅かではあるが一部の粒子は波のポテンシャルに捕捉 されて非常に効率よく加速される.

平行伝搬するコーラスと相互作用する電子のエネルギー Kの時間変化は次式で表される.

$$\frac{\mathrm{d}K}{\mathrm{d}t} = eE_{\mathrm{w}}v_{\perp}\sin\zeta\tag{10}$$

ここでは E_w 波の電界の振幅である. |S| < 1 の場合, (6), (7)式の解は $\sin \zeta = -S$ および $\theta = 0$ を満たす安定平衡点 と鞍点 (saddle point) によって記述できる. すなわち,安 定平衡点と鞍点に挟まれた点を通過する電子は波のポテン シャルに捕捉された軌道をとる. これらの捕捉電子は安定 平衡点の周りを回転するため,捕捉粒子の平均的なエネル ギー変化は, (10)式に $\sin \zeta = -S$ を代入して(8)式を使い 次式で表される.

$$\frac{\mathrm{d}K}{\mathrm{d}t} = \frac{m_0 v_\perp}{s_0 k} \left(s_1 \frac{\partial \omega}{\partial t} + c s_2 \frac{\partial \Omega_\mathrm{e}}{\partial h} \right) \tag{11}$$

非線形トラッピングによる粒子加速には、周波数の時間変 動または外部磁場の勾配が必要であることがわかる.

非線形トラッピングは、|S|<1の場合に限定されるの

Special Topic Article

で、磁場勾配が小さい赤道付近でのみ加速が可能である. 赤道付近に共鳴電子が滞在する時間は共鳴速度によって変 化する.(5)式より $\gamma = \Omega_e/\omega$ の時, $V_R = 0$ となって共鳴電 子は赤道付近に滞在する時間が長くなり、周波数が上昇す るコーラス放射が存在すると加速時間が長くなって大幅な 加速が起きる.これを相対論的反転加速(Relativistic Turning Acceleration: RTA)と呼んでいる[11].電子が この RTA で加速された後, $\gamma > \Omega_e/\omega$ となると共鳴速度は 正となってコーラス放射のサブパケットと電子が同じ方向 に進むため相互作用の時間が長くなり、さらに効率のよい 相対論的な加速が起こる.

先にも述べたようにコーラス放射は磁力線に沿って伝搬 する過程において次第に斜め伝搬となる.斜め伝搬におい ては,外部磁場に垂直方向の波数成分k₁があるため電子の サイクロトロン運動により電子から見た波の位相が変調を 受ける.サイクロトロン周波数で位相変調を受けた波動は ベッセル関数を使ってその高調波に展開できるため,電子 はサイクロトロン高調波の周波数で回転する電磁界を見る ことになる.共鳴速度は,

$$V_{\mathrm{R},n} = \frac{\omega}{k_{\parallel}} \left(1 - \frac{n\Omega_{\mathrm{e}}}{\gamma \omega} \right) \tag{12}$$

で与えられる.ここで,nは整数であり非常に高いエネル ギーにおいてはn=0.1以外の共鳴も存在するが共鳴電子 のフラックスが小さくなりその影響は少ない. では、斜め 伝搬において粒子加速は、サイクロトロン共鳴 (n = 1), ランダウ共鳴(n=0)のどちらが電子の加速に有効に作用 するであろうか? テスト粒子シミュレーションを実行し て確認したところ, コーラスを励起しているような 10~30 keV の電子は 2 MeV 程度のエネルギーまではラン ダウ共鳴による非線形トラッピングによって非常に効率よ く加速されることがわかっている.2 MeV 以上の加速にお いては、サイクロトロン共鳴速度が位相速度に近づくため に、コーラスとの共鳴時間が長くなるため平行伝搬におけ るサイクロトロン共鳴が有効に作用する[12,13]. 斜め伝 搬におけるランダウ共鳴においては、この際の電子の運動 エネルギーの変化率は、(11)式と同様の形式で表すことが でき[12],周波数変動と外部磁場の勾配に比例する.電子 には平行方向の電界に加えて垂直方向の電磁界がサイクロ トロン周波数で回転し電子自身のサイクロトロン運動と共 に回転するため、この垂直電場によって非常に効率よく加 速される.以上のようにコーラス放射は放射線帯電子フ ラックスを形成するのに実質的な役割を演じていること が、数値グリーン関数法[13,14]を用いた大規模テスト粒 子シミュレーションによって検証されている.

2.5 EMIC 波動の励起と放射線帯消滅過程

地球磁気圏においてはサイクロトロン運動をしながら磁 力線に沿って流れる高エネルギー電子によってコーラスが 励起されるのと同じメカニズムで,周波数変動を伴う電磁 イオンサイクロトロン(ElectroMagnetic Ion Cyclotron: EMIC)波が高エネルギープロトンによって励起され,そ の一部は磁力線に沿って伝搬し高緯度の地上でも観測されている.図5に示すようにコーラスと同様に周波数が変動するサブパケットが連なった形で大幅に周波数が変動する.波動方程式は(1)式と同じだが,共鳴電流 J_Bを含む波動方程式は(2)式の代わりに次式となる[16].

$$c^2 k^2 - \omega \prod_{\rm c} = -\mu_0 c^2 k \frac{J_{\rm B}}{B_{\rm w}}$$
(13)

$$\prod_{c} = \omega \sum_{s} \frac{\omega_{ps}^{2}}{\Omega_{s} \left(\Omega_{s} - \omega\right)}$$
(14)

ここで ω_{PS} , Ω_{S} はイオン種sのプラズマ周波数とサイクロ トロン周波数である.放射線帯が存在する内部磁気圏で は、プロトンH⁺以外にヘリウムHe⁺および酸素O⁺のイオ ンが数%存在しているため、コーラスとは異なり、これら の重イオンのサイクロトロン周波数で共鳴がおこり、プロ トンバンド($\Omega_{He} < \omega < \Omega_{H}$)、ヘリウムバンド($\Omega_{0} < \omega < \Omega_{He}$) と呼ばれる複数の周波数帯において周波数変動する EMIC 放射が存在する. EMIC 放射は赤道域において波動の伝搬 とは逆の方向に流れる高エネルギープロトンからエネル ギーを受け取り発生し、同時にプロトンのピッチ角をロス コーンに散乱させるために、磁力線でつながった極域では プロトロンオーロラが現れる.イオンを粒子として扱い電 子を流体として扱うハイブリッドコードを用いた計算機シ ミュレーションも行われライジングトーンおよびフォーリ ングトーンの再現にも成功している[17,18].

EMIC 放射によって散乱されるのはプロトンだけではな く,相対論的電子も非常に効率よく散乱される.これは, 以下の式で表されるように左回りの EMIC 波と右回りの電 子のサイクロトロン運動が大きなドップラー効果によって 異常共鳴を起こすからである.



図5 (a) THEMIS 衛星で観測された EMIC ライジングトーン放射 とそのサブパケット構造 (Nakamura *et al.*, 2015 [15])(b) ハイブリッドシミュレーションで再現された EMIC ライジ ングトーンのスペクトルと(c) 振幅の時空間発展 (Shoji and Omura, 2011 [17]).

$$\omega - kV_{\rm R} = -\frac{\Omega_{\rm e}}{\gamma} \tag{15}$$

ここで、EMIC 波の周波数 ω は電子のサイクロトロン周波 数 Ω_e よりも十分小さいため無視できて、 $V_R = \Omega_e/(\gamma k)$ となる.また、波数kは(13)式で $J_B = 0$ とおくと $k = \sqrt{\omega \prod_c}/c$ で表される、共鳴電子のピッチ角が0となる場合に運動エネルギーは最小値 K_{\min} をとり、次式で表される[19].

$$K_{\rm min} = m_{\rm e} c^2 \left(\sqrt{1 + \frac{\Omega_{\rm e}^2}{\omega \, \Pi_{\rm s}}} - 1 \right) \tag{16}$$

最小共鳴エネルギーは周波数がイオンのサイクロトロン周 波数に近い場合には、比較的小さな値(数100 keV)をとる が通常の EMIC 放射では数 MeV の相対論的エネルギーを とる. すなわち EMIC 波と異常サイクロトロン共鳴する相 対論的電子は波の伝搬と同じ方向に進み、波を追い越す形 で共鳴する.この共鳴電子の運動も(6)式,(7)式と殆ど 同じ振子の方程式で表され、不均一性因子 S も(8)式と同 じ形をとり周波数変動と外部磁場勾配によって決定され る. |S|<1の場合には波のポテンシャルに捕捉されて, ピッチ角が下がる方向に変化しロスコーンに落ちる.地球 磁気圏では一つの EMIC 放射は約1分の時間スケールで 徐々に周波数が上昇する.この間,相対論的電子はダイ ポール磁場に沿って 0.1 秒程度の時間スケール南北にバウ ンス運動しながら一つのEMIC放射と共鳴を繰り返すため 非常に高い確率で EMIC 放射のポテンシャルに捕捉されて 非線形トラッピングによってロスコーンの中に運ばれるの である. テスト粒子シミュレーションにより, 1つの EMIC 放射によって、同じ地球周回軌道にある放射線帯の 数%の電子フラックスが極域に降下することが示されてい る[19,20]. また、人工衛星による放射線帯の観測におい ても、周波数が上昇する大振幅 EMIC 放射によって 数100 keV 以上の電子が1分以下の時間スケールで顕著に 減少することが報告されている[21].

あとがき:本章で紹介したコーラス放射発生機構に関する 理論的成果は,過去15年間に発表された諸論文に記述され ているが,最近になって非線形波動成長理論として一つの 論文[22]にまとめられて出版されている.

参 考 文 献

- [1] L.R.O. Storey, Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences 246, 908 (1953).
- [2] R.A. Helliwell *et al.*, J. Geophys. Res. 69, 11 (1964).
- [3] C.F. Kennel and H.E. Petschek, J. Geophys. Res. 71, 1 (1966).
- [4] Y. Katoh and Y. Omura, Geophys. Res. Lett. 34, L03102 (2007).
- [5] M. Hikishima et al., J. Geophys. Res. 114, A01203 (2009).
- [6] Y. Omura et al., J. Geophys. Res. 113, A04223 (2008).
- [7] Y. Omura et al., J. Geophys. Res. 114, A07217 (2009).
- [8] J.C. Foster *et al.*, J. Geophys. Res. Space Phys. **122**, 324 (2017).
- [9] Y. Omura and D. Nunn, J. Geophys. Res. 116, A05205 (2011).
- [10] S. Yagitani *et al.*, J. Geophys. Res. Space Phys. **119**, 4694 (2014).
- [11] Y. Omura et al., J. Geophys. Res. 112, A06236 (2007).
- [12] Y. Omura *et al.*, J. Geophys. Res. Space Phys. **124**, 2795 (2019).
- [13] Y.-K. Hsieh *et al.*, J. Geophys. Res. Space Phys. **125**, e2019 JA027465 (2020).
- [14] Y. Omura *et al.*, J. Geophys. Res. Space Phys. **120**, 9545 (2015).
- [15] S. Nakamura *et al.*, J. Geophys. Res. Space Phys. **120**, 7318 (2015).
- [16] Y. Omura et al., J. Geophys. Res. 115, A07234 (2010).
- [17] M. Shoji and Y. Omura, J. Geophys. Res. 116, A05212 (2011).
- [18] M. Shoji and Y. Omura, J. Geophys. Res. 118, 5553 (2013).
- [19] Y. Omura and Q. Zhao, J. Geophys. Res. Space Phys. 118, 5008 (2013).
- [20] Y.Kubota and Y.Omura, J.Geophys. Res. Space Phys. 122, 293 (2017).
- [21] S. Nakamura *et al.*, J. Geophys. Res. Space Phys. **124**, 6701 (2019).
- [22] Y. Omura, Earth Planets Space 73, 95 (2021).



3. あらせ衛星によるジオスペースにおける 波動粒子相互作用研究の進展

3. Recent Progress of Wave-Particle Interactions in the Space Plasma: Arase Observations

三好由純, 篠原 育¹⁾, 笠原禎也²⁾, 松岡彩子³⁾, 小嶋浩嗣⁴⁾
 MIYOSHI Yoshizumi, SHINOHARA Iku¹⁾, KASAHARA Yoshiya²⁾,
 MATSUOKA Ayako³⁾ and KOJIMA Hirotsugu⁴⁾
 名古屋大学宇宙地球環境研究所, ¹⁾宇宙航空研究開発機構宇宙科学研究所,
 ²⁾金沢大学総合メディア基盤センター, ³⁾京都大学大学院理学研究科, ⁴⁾京都大学生存圏研究所

ジオスペースと呼ばれる地球近傍での宇宙空間における相対論的電子の変動過程と,宇宙嵐をはじめとする 様々な擾乱過程においては,その場での詳細なプラズマ粒子および電磁場の直接観測が必須となる.しかし,強 放射線環境のために,そのような観測の実現はきわめて困難であった.この問題の解決をめざして,2016年に「あ らせ」と呼ばれる新しい科学衛星が JAXA によって打ち上げられた.「あらせ」衛星には 10 eV から MeV を超 える広いエネルギー帯域と,直流から 10 MHz の広い周波数帯域の電磁場を計測する機器が搭載されており,こ れまで数多くの科学成果を上げてきている.本章では,特にプラズマ波動粒子相互作用に焦点をあてて,「あら せ」衛星の最新の科学成果を紹介する.

Keywords:

Arase satellite, geospace, van allen belts, whistler mode, cyclotron resonance, fast mode

3.1 はじめに

地球は固有磁場をもつ惑星であり、太陽からの超音速プ ラズマ流である太陽風、及び太陽に起源をもつ惑星間空間 磁場(Interplanetary Magnetic Field: IMF)との相互作用 を通して、磁気圏と呼ばれる領域を形成している。磁気圏 においては、1 eV以下から1 MeV を超える幅広いエネル ギー帯のプラズマ粒子が存在し、太陽や太陽風の変動に応 じて、活発な変動を繰り返している。この磁気圏には、 ULF 帯から HF 帯の幅広い周波数帯において、様々なプラ ズマ波動が存在している[1].

磁気圏のプラズマ粒子は、その平均自由行程が極めて長いため、粒子間の衝突は起こらず、無衝突プラズマ系を構成している.したがって、磁気圏のプラズマ粒子のダイナミクスにおいては、プラズマ波動との波動粒子相互作用が 重要な役割を担っていると考えられている.

磁気圏において,特に静止軌道(高度約36,000 km)よ りも内側の領域を内部磁気圏と呼ぶ.図1は,内部磁気圏 におけるプラズマ粒子の分布を地球からの距離とエネル ギーの関数として示したものである[2].数百 keV を超え るエネルギー帯には,放射線帯(ヴァン・アレン帯)と呼 ばれる高エネルギーの電子,イオン群が存在している.同 じ場所において,数 keV から~100 keV にはリングカレン

Institute for Space-Earth Environmental Research, Nagoya University, Graduate School of Engineering, Nagoya University, NAGOYA 464-8601, Japan

ト,プラズマシートと呼ばれるエネルギー階層の分布が存 在している.この領域は,圧力あるいはプラズマベータに 寄与している.さらに低いエネルギー階層では,プラズマ 圏と呼ばれる地球の超高層領域に存在する電離圏に起源を もつ冷たい(1eV以下)高密度のプラズマが存在する.



図1 内部磁気圏における各エネルギーのプラズマ粒子の分布を 地球からの距離(横軸)とエネルギー(縦軸)で表したも の. 図中の Fast mode 波動, whistler mode 波動は,それ ぞれ加速に関わる波動を示す[2].

corresponding author's e-mail: miyoshi@isee.nagoya-u.ac.jp

太陽風やIMFの状態は時事刻々と変化しており、特に強 い南向きのIMFや速い太陽風の到来に伴って、磁気圏では 電磁環境擾乱が発生する. 南向きの IMF が到来した際に は、サブストームと呼ばれる状態が発生し、北極や南極地 方で1-2時間にわたるオーロラの爆発的な増光が起きた り、磁気圏の夜側領域から内部磁気圏に向かって高温プラ ズマの注入が起こる.これに対して,さらに強い南向きの IMF, また高速の太陽風が到来すると, 宇宙嵐 (Geospace Storm) が起こる, 宇宙嵐は, 数日間にわたって続く現象で あり、数十 keV のイオンのフラックスが増大し、内部磁気 圏のプラズマ圧力の上昇に伴って、強い反磁性電流が流れ る. これがリングカレントと呼ばれる電流であり、平均的 には西向きに流れる電流によって南向きの磁場が発生し, 地球表面の北向き磁場を減少させる. リングカレントが増 大している期間を磁気嵐主相、増加したリングカレントが 減少している期間を回復相と呼ぶ.

3.2 放射線帯を作り出す波動粒子相互作用

この宇宙嵐の時,放射線帯の相対論的なエネルギーをも つ電子は極めて不思議な変化を示す.まず,宇宙嵐の主相 において,放射線帯の相対論的電子群は消失する.その後, 宇宙嵐の回復相において,放射線帯の電子は,宇宙嵐開始 前の状態に回復,そしてしばしば宇宙嵐開始前よりも大き なフラックスを示す.これは,相対論的電子を作り出す加 速機構が磁気圏に存在していることを意味している.

無衝突プラズマ系であるジオスペースにおいては,プラ ズマ波動と電子との相互作用が,放射線帯を構成する相対 論的エネルギーを持つ電子の加速や輸送,さらには消失過 程に重要な役割を担っていると考えられてきた.

以下に,主要な波動とその役割についてまとめる. (加速・輸送過程)

 MHD/Fastモード波動とのドリフト共鳴による動径方 向輸送

磁気圏においては、太陽風の変化に起因して周期数 分の Fast モードの波動が存在する.また、リングカレ ントを担うイオンの不安定性によっても、この Fast モードの波動の励起が起こる.この Fast モードの周波 数 ω とその経度方向の波数 (モード数) m が、電子の ドリフト周期ω_d と、以下の関係を満たしているときに ドリフト共鳴が起こり、電子の動径方向の加速が起こ る.

$$\omega = m\omega_d \tag{1}$$

この相互作用においては、電子の第一,第二断熱不変 量は保存し,第三断熱不変量のみが破れた状態で輸送 が起こる.そのため、磁場強度が強い方向へ輸送が起 こると、ベータトロン加速によって、電子が加速され、 放射線帯の電子群の構成に寄与すると考えられてきて いる.

ホイッスラーモード波動とのサイクロトロン共鳴による加速

上記の①の過程は、放射線帯が1950年代末に発見さ

れて以来,放射線帯を構成する主要な加速過程と考え られ,木星や土星といった他の惑星放射線帯において も支配的な加速過程と考えられてきた.一方,1990年 代末より,周波数 数kHzのホイッスラーモード波動 によるサイクロトロン共鳴による電子の加速がクロー ズアップされてきた.以下にサイクロトロン共鳴条件 を示す.

$$\omega - kv = n \frac{\Omega}{\gamma} \tag{2}$$

ここで、ωはホイッスラーモード波動の周波数, k は波数, v は電子の速度, Ω はサイクロトロン周波数, γはローレンツ因子, n は整数である.本小特集にも掲 載されているが,その後の理論的な研究によって,ホ イッスラー波動のうち,周波数変調を伴う非線形の コーラス波動と電子との相互作用による電子の加速過 程についての研究も急速に進められ,従来考えられて きたよりも短い時間スケールにおいて,相対論的なエ ネルギーを持つ電子の形成が可能であることも指摘さ れてきた.

この過程においては、ホイッスラーモード波動の励 起は、リングカレントやプラズマシートを構成する数 keVから数+keVのエネルギー帯の電子の温度異方 性、およびその後の非線形発展によって励起する.さ らに、1eV以下の冷たいプラズマが背景媒質とし て、波動の分散関係や共鳴条件を変化させるため、 1eVから放射線帯のMeVにいたる6桁以上の異なる エネルギー階層のプラズマ粒子群がプラズマ波動を介 して、動的に結合するエネルギー階層間結合が起きて いる[3].

(消失過程)

- ① 惑星間空間への粒子の流出
- 太陽風の動圧の変化に伴う昼側の磁気圏形状の変化 や,磁気再結合による磁気圏の磁力線の惑星空間磁場 へのつなぎ代わりなどによって,放射線帯に捕捉され ていた電子が惑星間空間に消失することが考えられて いる.これまで,この過程で相対論的電子が惑星間空 間に流出していることは実証されていないが,多くの 傍証から,放射線帯の消失過程の有力な機構とされて いる.
- ② プラズマ波動によるピッチ角散乱による大気への消失ホイッスラーモード波動や、電磁イオンサイクロトロン波動と電子とのサイクロトロン共鳴によって、磁力線をミラー運動していた電子のピッチ角散乱が起こり、ロスコーンへと降り込むことで、大気へと消失する、数keV、数+keVの電子が降り込んだ場合には、ディフューズオーロラや脈動オーロラといった発光現象を伴う、一方、相対論的電子の場合には、オーロラが発光しているよりもさらに低高度の中間圏と呼ばれる領域まで降り込み、その場所の大気化学組成を変化させることが指摘されている。

Special Topic Article

3.2章で示したように,放射線帯電子の変動機構,特に加 速過程においては,1990年代末に新しい加速機構が提案さ れ,ホイッスラーモード波動を介した異なるエネルギー階 層間の結合過程の重要性が指摘されてきた.しかし,放射 線帯の中での人工衛星による科学計測は,放射線による衛 星の障害や,計測する信号への雑音混入からきわめて困難 であり,実現してこなかった.

放射線帯電子の加速過程と宇宙嵐の解明を主目的として、2012年に米国 NASAは、"Van Allen Probes"と呼ばれる人工衛星を、そして2016年末にJAXA宇宙科学研究所は、「あらせ」と呼ばれる人工衛星(図2)をそれぞれ打ち



図2 内部磁気圏を観測する「あらせ」衛星の想像図[2].

上げ,放射線帯,そしてジオスペースの変動現象の直接観 測をスタートした[2].

特に「あらせ」は、小型・軽量化と耐放射線向上という 相反する困難な課題を独自の技術と工夫で解決し、放射線 帯中において、数十 eV から数 MeV にいたる広いエネル ギー帯のプラズマ粒子の3次元速度分布関数観測, 直流か ら 10 MHz までの広い周波数帯の電場と磁場観測に世界で 初めて成功した. 観測機器群の詳細は, 各観測機器に関す る論文([4-15])を参考いただきたい. 特に粒子分析機 器においては、従来の粒子分析器の角度分解能が22度程度 であったのに対し、特定のエネルギー帯、特定の方向につ いては5度以下の角度分解能での観測を実現することに成 功している. さらに、データ伝送量の関係から、従来の科 学衛星におけるプラズマ波動観測は、周波数スペクトル観 測が主であったのに対し,「あらせ」衛星は, Wave Form Capture と呼ばれる高いサンプリングレートでの波形観測 のモードを有し[10]、テレメトリの許す限りの波形観測 データの受信を実施してきている.

図3に、「あらせ」衛星が観測した内部磁気圏における 様々なプラズマ波動の例を示す.プラズマ圏の中に出現す る周波数数kHzのホイッスラーモードであるヒス波動,プ ラズマ圏の外で発生する非線形ホイッスラーモード波動, また、イオンに関係した波として、Equatorial Noise (イオ ンバーンスタイン波動)、電磁イオンサイクロトロン波動, また、周期数分の MHD Fast モード波動が示されている.

「あらせ」衛星は,打ち上げ以降,多くの科学成果をあ げてきているが,ここでは,紙幅の関係から「あらせ」衛



図3 「あらせ」衛星が観測したプラズマ波動の例[2].

星による成果のうち一部をとりあげて紹介する.

3.3.1 ホイッスラー波動による高エネルギー電子生成過程 図4に、「あらせ」が観測したホイッスラー波動によっ て,電子が加速されている例を示す. 左側に示した周波 数-時間ダイアグラムから、「あらせ」 がホイッスラー モード波動の出現を観測していることがわかる.この前後 の期間を(a)-(d)とした際の分布関数の変化を右側に示 す. (a)がホイッスラー波動出現前, (b)-(d)がホイッス ラー波動出現後の電子の分布関数の変化である[16].(a) と(d)を比べた際に、(a)の図には見られていない成分が 出現している.この新たに出現した成分は、同時に観測さ れたホイッスラー波動の周波数特性から予想されるエネル ギーに一致しており、ホイッスラー波動が電子を加速し て,電子量を増加させたことを意味する.このようにホ イッスラー波動によって、宇宙空間で電子が加速されてい る実証的な証拠は、世界ではじめて「あらせ」によって得 られたものである. さらに、この加速過程の素過程を明ら かにするために、「あらせ」が観測したホイッスラー波動 と電子の分布関数を初期条件としたシミュレーションが行 われ、位相空間におけるホイッスラー波動による phase trapping が、このような強い加速を引き起こしていること が実証された[17].

3.3.2 ホイッスラー波動による電子のピッチ角散乱の実証 次の例は、同じくホイッスラー波動が、電子を散乱させ てオーロラを起こしている事例である.オーロラは、磁気 圏の電子が地球の超高層大気に降り込んで起こる発光現象 である.オーロラには、いくつかのタイプがあるが、ディ フューズオーロラと呼ばれる淡いオーロラや周期数秒で明

1920

1919

1.0

0.8

0.6 f/f_{ce}

0.4

0.2

0.0

UT 1918 2017 Apr 08

ERG PWE/OFA

滅する脈動オーロラと呼ばれるタイプのオーロラは、この ホイッスラー波動によって、電子のピッチ角散乱が起こ り、その結果磁力線に沿って大気へと降り注いで発生する と考えられている.

磁気圏においては、ロスコーンの角度は数度ときわめて 狭い角度であり、従来の粒子検出器では、そのような小さ な角度を分解することができないために、実際にピッチ角 散乱が起こって,大気へと電子が降り込んでいく過程は実 証されていなかった.これに対して「あらせ」は、これま でにない高い角度分解能を持つ電子分析器を搭載し、この 電子を直接観測することに世界で初めて成功した[18].

図5に、「あらせ」が高度30,000 km 付近で、観測したホ イッスラー波動を示す. 波動が間欠的に出現したり消えた りしていることがわかる.図5の中はロスコーン方向, 図5の下はロスコーン外の磁力線に捕捉されている電子の 分布を示す.磁力線方向,すなわちロスコーン内部の電子 は、波動にあわせてその強度が変わっていることがわか る.一方,ロスコーンの外の電子は,変化が見えていない. 磁気圏ホイッスラー波動は、可聴帯の電波であり、音声信 号に変換すると小鳥の声のように聞こえるため、「宙のさ えずり」と呼ばれている.このとき、「あらせ」と磁力線で つながったカナダ上空では、明滅するオーロラが観測され ており、コーラス波動との共鳴によって、ロスコーンに散 乱された電子が脈動オーロラを起こしていることが世界で 初めて実証された.

この過程を、さらに詳しく調べるために、私たちは、北 極域に超高速オーロラ撮像ネットワークを構築してきた [19,20]. コーラス波動は、周波数の上昇を伴う継続時間数



「あらせ」衛星が観測したホイッスラーモード波動による電子加速の例. (上図)「あらせ」衛星が観測したプラズマ波動の周波数-時 叉 4 間ダイアグラム. (左下)波動が発生する前の電子の分布関数. 横軸にピッチ角, 縦軸にエネルギーを示す. (右下)波動が発生した 後の電子の分布関数[16].

Special Topic Article

百ミリ秒のエレメントが、1秒間に数回出現し、かつその ような現象が数秒間続いてバーストと呼ばれる構造を形成 することが知られている.「あらせ」とこれらのオーロラ 高速撮像との比較研究から、数秒ごとに明滅する脈動オー ロラ、その中で1秒間に数回瞬くオーロラの変調が、コー ラスバースト、そして一つ一つのコーラスエレメント構造 に対応していることが明らかになった[21].

3.3.3 MHD 波動による高エネルギー電子変調過程

ホイッスラーモード波動と電子との相互作用に加えて、 「あらせ」は MHD 波動との相互作用についても多くの科学 成果をあげている.

図6は、「あらせ」衛星と米国の Van Allen Probes 衛星 の同時観測にもとづく観測結果である.このとき、「あら せ」衛星は、磁気圏の朝側の領域を、Van Allen Probes 衛星は、同じドリフトシェル上(L値)の夕方側の領域にお いて観測を行っていた.両方の衛星とも、周期数分での電 子フラックスの変調過程を観測しているが、特に「あらせ」 衛星の方では、エネルギーによって位相が異なるエネル ギー分散構造が見えている.これは、変調されている領域 が「あらせ」とは異なる経度帯にあり、そこから「あらせ」 の場所までドリフトしてきた電子が、高エネルギーから先 に到着していることを示している.一方、磁場の変動につ いては、Van Allen Probes 衛星では、粒子の変調に同期し た変化が見えているい。これは、磁場によるドリフト共鳴が 起きている場所が、Van Allen Probes 周辺に局在化してい



図5 (上)「あらせ」が観測したプラズマ波動の周波数 - 時間ダイアグラム.間欠的に発生する波動が、ホイッスラーモードコーラス波動. (中)「あらせ」が観測したロスコーン内の電子のエネルギー - 時間ダイアグラム.(下)「あらせ」が観測したロスコーンの外の電子のエネルギー - 時間ダイアグラム[18].



図 6 (左上) Van Allen Probes 衛星が観測した相対論的電子のフラックスの時間変化.(左下)同衛星が観測した背景磁場の変化.(右 上)「あらせ」衛星が観測した相対論的電子のフラックスの時間変化.(右中)同衛星が観測した背景磁場の変化.(右下)同衛星が 観測した電場の変化.このとき、Van Allen Probes 衛星は夕方側に、「あらせ」衛星は朝側で観測を行っていた[22].

ることを意味している[22]. これまで,相対論的電子のド リフト運動と MHD 波動との共鳴についての報告は行われ ていたが,その相互作用が起きている経度幅については, 単一の衛星観測では困難であるためわかっていなかった. 「あらせ」衛星と Van Allen Probes衛星という 2 つの衛星が 同時に同じドリフト軌道を異なる経度帯で観測するという 好機を活かした観測によって,はじめて,ドリフト共鳴が 起きている経度帯が局在化していることが明らかになっ た.

3.3.4 イオンによる MHD 波動の励起

磁気圏における Fast モード波動は、太陽風の変化に 伴った磁気圏界面で磁気音波が励起するプロセスの他、 数十keVのイオンの持つ不安定性で励起する可能性が指摘 されている.

経度方向をドリフトするイオンと Fast モード波動の共 鳴条件は

$$\omega - m\omega_{\rm d} = N\omega_{\rm b} \tag{3}$$

で与えられる.ここで ω_b はイオンのバウンス周期, N は整数である.イオンの持つプラズマ不安定性で,Fast モードの波動が励起する場合,分布関数fのエネルギーお よび空間(動径方向)の勾配構造が重要となる.

$$\frac{\mathrm{d}f}{\mathrm{d}W} = \frac{\partial f}{\partial W} + \frac{\mathrm{d}L}{\mathrm{d}W}\frac{\partial f}{\partial L} \tag{4}$$

そのため、このエネルギー方向および空間方向の勾配を計 測することによって、どの項が実際の波動の成長に寄与し ているかを特定することが可能となる.

「あらせ」衛星は、10 eV/qから 180 keV/qまでの各種の イオンについて 3 次元速度分布関数を行っており、イオン サウンディングと呼ばれる手法を用いることで、ジャイロ 運動をしているイオンのジャイロ位相も特定可能である. この観測を活かすと、「あらせ」衛星に対して離れた場所 に旋回中心を持つイオンを方向ごとに分けることで、たと えば「あらせ」に対して地球側に旋回中心を持つイオンと、 反地球側に旋回中心を持つイオンの分布の違いを調べるこ とが可能になる.

図7に、「あらせ」衛星が計測した109.6 keVのプロトン の動径方向の勾配,ならびにエネルギー方向の勾配を示す [24].このとき、「あらせ」衛星は強いFast mode 波動を 観測していた.動径方向の勾配からは、地球方向に勾配が あること、またエネルギースペクトルからは、40 keV/q から100 keV/q にかけて bump があることがわかる.成長 率の計算から、観測されたFastモード波動は、イオンの分 布の空間勾配によって成長していることが示され、内部磁 気圏のFast mode 波動の励起には磁気圏のプラズマ不安定 性も寄与していることを実証した.なお、この励起過程に ついては、ドリフト運動論に基づくシミュレーション[25] によっても同定されている.

3.4 むすびにかえて

本章では、紙幅の都合で、「あらせ」の観測結果の、ごく 一部の成果しかご紹介できなかったが、「あらせ」 は、2016年の打ち上げ以来、順調に観測を継続しており、 多くの新しい成果をあげ、ジオスペースの描像を大きく変 えつつある。特に、MHD 波動、イオンサイクロトロン波 動、ホイッスラー波動と、様々な周波数帯におけるプラズ マ波動との粒子との相互作用について、これまでの衛星で は実現されてこなかった精密な観測に成功し、波動の励起 過程や粒子の加速、散乱過程の実証を行っている。また、 磁気圏では、プラズマ周波数とサイクロトロン周波数の比 やイオン組成が場所や太陽風の状況によって大きく変化 し、様々な波動の分散関係の状態における波動粒子相互作 用が発現している。このような波動粒子相互作用過程は、



図7 (左)「あらせ」衛星が観測した109.6 keVのエネルギーのイオンの空間分布. 横軸は地心距離, 縦軸は位相空間密度を表す. ここでは、 イオンサウンディングという手法を用いて、「あらせ」よりも地球側と反地球側に旋回中心を持つイオンの空間分布を導出してい る. (右)イオンのエネルギースペクトル. 横軸がエネルギー, 縦軸が位相空間密度. (下)「あらせ」衛星が観測した Fast モード波動 [24].

Special Topic Article

エネルギー階層間結合を通して,磁気圏における広いエネ ルギー帯の粒子群のダイナミクスに影響を与えるととも に,大気への降り込みなどを通して,異なる領域間の結合 も引き起こす.

「あらせ」計画を含む ERG プロジェクトにおいては,衛 星観測と地上観測との連携観測によって,異なる領域にお ける結合過程の研究を進め,波動粒子相互作用が,磁気圏, そして電離圏や大気圏にどのような影響を及ぼすかの実証 的な研究を進めている[2].さらに,ERG プロジェクトで は,シミュレーション研究も活発に進められており,「あ らせ」が観測した波動粒子相互作用について,素過程また 磁気圏全体におけるシミュレーションなどが行われている [26].

現在,「あらせ」は打ち上げ4年目を迎え,順調にジオ スペースの探査を行っている.2020年からは,第25太陽活 動周期がはじまり,今後,太陽の擾乱に伴う宇宙嵐の発生 頻度も上がっていくことが期待される.引き続き,様々な 観測を実施し,ジオスペース,そして宇宙プラズマにおけ る波動粒子相互作用の研究の進展に大きく貢献できること が期待される.

参考文献

[1] Y. Ebihara and Y. Miyoshi, *IAGA Special Book Series* (Springer, 2011).

- [2] Y. Miyoshi *et al.*, Earth Planet Space **70**, 101 (2018).
- [3] 三好由純 他:プラズマ・核融合学会誌 89,536 (2013).
- [4] Y. Kazama et al., Earth Planet Space 69, 165 (2017).
- [5] S. Kasahara *et al.*, Earth Planet Space **70**, 69 (2018).
- [6] T. Mitani *et al.*, Earth Planet Space **70**, 77 (2018).
- [7] N. Higashio *et al.*, Earth Planet Space **70**, 134 (2018).
- [8] Y. Kasahara *et al.*, Earth Planet Space **70**, 86 (2018).
- [9] Y. Kasaba *et al.*, Earth Planet Space **69**, 174 (2017).
- [10] S. Matsuda *et al.*, Earth Planet Space **70**, 75 (2018).
- [11] A. Kumamoto *et al.*, Earth Planet Space **70**, 82 (2018).
- [12] M. Ozaki *et al.*, Earth Planet Space **70**, 76 (2018).
- [13] A. Matsuoka *et al.*, Earth Planet Space **70**, 43 (2018).
- [14] Y. Katoh *et al.*, Earth Planet Space **70**, 4 (2018).
- [15] M. Hikishima *et al.*, Earth Planet Space **70**, 80 (2018).
- [16] S. Kurita et al., Geophys. Res. Lett. 45, 12720 (2018).
- [17] S. Saito et al., J. Geophsy. Res., 126, e2020JA028979 (2021).
- [18] S. Kasahara *et al.*, Nature 554, 337 (2018).
- [19] K. Shiokawa et al., Earth Planet Space 69, 160 (2017).
- [20] M. Ozaki *et al.*, Nature Comm. **10**, 257 (2019).
- [21] K. Hosokawa, Sci. Rep. 10, 3380 (2020).
- [22] M. Teramoto et al., Geophys. Res. Lett. 46, 11642 (2019).
- [23] D. Southwood et al., Planet. Space Sci. 17, 349 (1969).
- [24] K. Yamamoto *et al.*, Geophys. Res Lett. 45, 6773 (2018).
- [25] T. Yamakawa et al., Geophys. Res. Lett. 46, 1911 (2019).
- [26] Y. Takeshita *et al.*, J. Geophys. Res. **126**, e2020JA028216 (2021).

小特集 ジォスペースと実験室におけるプラズマの波動粒子相互作用研究の進展 4. 磁気圏型配位における揺動現象とプラズマの自己組織化

4. Fluctuations and Self-Organization in Magnetospheric Configuration

吉田善章 YOSHIDA Zensho 東京大学大学院新領域創成科学研究科* (原稿受付:2020年12月16日)

磁気圏は宇宙で自発的に形成されるプラズマの磁場閉じ込め状態であり、惑星のみならず様々な中心天体の 近傍に存在する.もう一つ自発的なプラズマ閉じ込めの典型である重力閉じ込め状態すなわち星と対極をなす. 重力閉じ込めは重力ポテンシャルを考慮したボルツマン分布で基本理解できるのと比べて、磁場閉じ込めの方は 基礎物理に立ち返って考えると難しい、それがなぜエントロピー原理と矛盾しないで平衡状態たりえるのか、理 論とRT-1実験のデータを比較しながら考える.

Keywords:

magnetosphere, self-organization, adiabatic invariant, foliation, entropy, diffusion, fluctuation

4.1 はじめに

プラズマの「磁場閉じ込め」は核融合研究の根幹となる 概念であるが、物理の基礎に立ち返って考えると、実は不 思議なことをしようとしている.荷電粒子に働く磁力は仕 事をしない力であるから(力の向きと速度は直交する), ポテンシャルエネルギーで表すことはできない. したがっ て、ポテンシャルエネルギーが低いところに粒子が集まる という原理 (ボルツマン分布) によって「磁場閉じ込め」を 実現することはできないはずである. 宇宙で「星」が自然 に生まれることは、基本的には自己重力のポテンシャルエ ネルギーを考慮したボルツマン分布によって理解できる. しかし,磁場があろうとなかろうと、ボルツマン分布は変 化しない. ではプラズマの磁場閉じ込めなど自然には起き ないのかというと、実はそうではない.様々な天体がもつ 磁場(典型的に双極子磁場)はプラズマを閉じ込めて「磁 「気圏」を形成している[1]. それは何故なのかを物理の原 点に戻って考えてみよう.

4.2 エネルギー原理とエントロピー原理

物理の「大きな物語 grand narrative」はエネルギーと エントロピーをキーワードにして語られる. エネルギーと は運動(変化)を引き起こす能力のことであるが、裏返せ ば運動の可能性の限界を規定するものである. エネルギー 保存の原理は、系を構成する個々のエレメントの動き方を 決定すると同時に、エネルギーの加算性に基づき、系全体 がとり得る状態についても制限を与える.他方,エントロ ピーは多数の(相互作用する)エレメントたちが共存する 仕方に関わる量であり、マクロな状態の蓋然性の指標であ る.ご存知のように、ボルツマン分布は、全エネルギーを 制限したもとでの最大エントロピー状態、すなわち統計的 に最も蓋然性が高い状態である. つまり, エネルギー原理 とエントロピー原理が調和したマクロ状態だといえる.問 題は、磁場が加わったとき平衡状態はどうなるのかであ る.

プラズマは「反磁性」だと何処かで聞いたことのある人 は、天体の磁場はプラズマを排除するように働くはずだと 直感するだろう.しかし実際には逆で,磁場の強いところ ヘプラズマは集まってくる.だからといって強磁性という わけでもない. 力学平衡を計算すると, たしかにプラズマ の熱的エネルギーが高いところでは局所的に磁気エネル ギーは減少している(反磁性電流が流れている).プラズ マは、わざわざ磁場を歪ませ、そのために全体の磁気エネ ルギーを増やしながらも、磁場が強いところへ集まろうと するのである.「集まる」とエントロピーが減少する.エ ネルギー的にもエントロピー的にも「不利」だ、そのよう な構造が,なぜ自然界で実現するのか?

そもそも磁気圏プラズマも核融合プラズマも「熱平衡」 ではないのだから、プラズマ屋は「そんなこと」を心配し なくてもかまわないのだと言って済ましている人が多いよ うである.しかし、それは思考の停止だと指摘したい.エ ントロピー原理に背くのは自然界の摂理に反することだ. 「非平衡」とは何かをエントロピー原理を手掛かりに考え る必要がある.

人が作る「機械」は、エネルギー原理(力学法則)を都 合よく利用して、自然界にない事象を局所的に実現しよう というものである.そういう「機関」を成り立たせる根本 原理は,自然界=連綿とつながるマクロ世界からの「切断」 すなわち「境界」の構築である.これによって、系内のエ

*現在の所属:自然科学研究機構核融合科学研究所

author's e-mail: yoshidazensho@gmail.com

ントロピー増加を抑え、あるいはエントロピーを巧みに系 外へ排出することで、機関は運動あるいは構造を保持する のである.生命は、人が作ったものではないが、一種の機 関であり、その本質は「膜」であるという学説がある.生 命は細胞というミクロから始まり、器官というメゾ、個体、 さらには集団(コロニー)というマクロへ至る各階層にお いて、膜=境界を構築し、その助けによって「熱的死」を 免れているのだ.ただし最後の「集団」における境界の問 題は、人の社会においては機微に触れる問題である.境界 =壁の構築が社会の安定に必要だと短絡するわけにはいか ない.境界が隔てない構造とその形成の仕組みを解明する こと、これが本論の主題の一つなのだが、この理論は社会 を考えるときのヒントにもなるだろう.

4.3 プラズマの磁場閉じ込め

やや広く展望を開きすぎたかもしれない. プラズマの磁 場閉じ込めに戻ろう.まず普通の磁場閉じ込めシナリオを エントロピーの観点から再検討する.

4.3.1 磁気面

磁場閉じ込め核融合装置は,基本的には境界を構築して プラズマを閉じ込める機関をめざしている.境界とは「磁 気面」である.これによってプラズマを囲み,非平衡状態 を生成・維持しようというのである.荷電粒子は磁力線に 巻き付いて運動するから,磁場で壁を作ることができる. 粒子の力学から出発して,マクロな電磁流体の力学平衡ま で,力学法則においては「プラズマの磁場閉じ込め」は不 思議ではない.磁気面上では荷電粒子は比較的自由に動け るので,磁気面ごとに局所熱平衡であると考えられる.

問題は、磁気面を横切っての粒子・エネルギー輸送がど のような構造を形成するかである.非平衡・開放系では、 粒子流束およびエネルギー流束に対して、それぞれのイン ピーダンス(抵抗)に比例する密度勾配と温度勾配ができ る.磁気面を横切る輸送はインピーダンスが大きい.その ために磁気面ごとに異なる密度や温度が実現できると考え られる.これが磁場閉じ込め核融合装置の基本的な構想で ある.

4.3.2 エントロピー生産率

非平衡系はエントロピーを生産しつつ熱平衡状態へ近づ こうとする.抽象的なモデル

$$\frac{\partial}{\partial t}u = A(u) + F \tag{1}$$

を用いて説明しよう.ここでu は状態の非平衡性を表す示 強性状態変数, A(u) は散逸過程を表す項, F は外的な駆動 を表す項である.エントロピーを汎関数S(u) で表そう. F=0 のとき, S(u) は単調に増大し,これが最大値をとる 平衡状態を実現しようとする.エントロピー増大の法則は

$$\frac{d}{dt}S(u) = \langle \partial_u S, \partial_t u \rangle = \langle \partial_u S, A(u) \rangle \ge 0$$
(2)

と表される (\langle , \rangle は変数u が棲む空間の内積).非平衡を保持するためには外的な駆動F が必要である.この場合はA(u)+F=0を満たす状態が維持される.

簡単のために、熱平衡状態への緩和は u→0 により表さ

れるとしよう. エントロピーS(u) はu = 0 で最大値をとる ような上に凸の汎関数である. 簡単なモデルとして $\partial_u S = -\sigma u$ としよう (σ は正の定数とする). 散逸項を A(u) = -D(u)u と書く. 輸送係数 (アドミッタンス)を意 味する D(u) は一般的に状態変数u に依存し, 非線形性が 生じる. エントロピー増大則(2)を満たすためには D(u) > 0. 定常状態の関係式 Du = F を用いてエントロ ピー生産率(2)を表すと

$$\langle \partial_u S, A(u) \rangle = \langle \sigma u, Du \rangle \tag{3}$$

$$= \langle \sigma D^{-1} F, F \rangle. \tag{4}$$

オームの法則のアナロジーでみると、示強性物理量uが電圧、Fが電流、 D^{-1} が電気抵抗、エントロピー生産率 はジュール熱に対応する.(3)の表現はuが与えられた ときのエントロピー生産率を評価するときに便利であり、 定電圧電源につながれた抵抗器の発熱に対応する.(4)の 表現はFが与えられたときに便利であり、定電流電源につ ながれた抵抗器の発熱に対応する.両者は抵抗 D^{-1} に非線 形性があるときに興味深い違いを示す.実験家はよく知っ ていることだが、定電流電源を使うときは熱暴走に気を付 けなくてはならない.抵抗器の発熱が抵抗 D^{-1} の上昇をも たらすと、(4)式が示すように、発熱はさらに大きくな り、正帰還となって熱暴走が起こる.逆に、定電圧電源に つないだ場合は(3)式でuを一定におくので、抵抗 D^{-1} の上昇(Dの減少)は発熱の減少をもたらし(負帰還)安 定である.

この違いは、非線形開放系がもつ次のような興味深い特 性を教えている[2,3]. エントロピー生産が増えると輸送 係数D は小さくなる (インピーダンスは大きくなる) とし よう.非平衡性のパラメタ u (例えば「両端」の境界値,電 気回路の場合は電圧)がコントロールされている場合は, エントロピー生産率はできるだけ小さくなるように構造 (非平衡状態)が決まる.これがプリゴジンの「散逸構造| の仮説である.他方、フラックスF(電気回路の場合は電 流)がコントロールされている場合は,エントロピー生産 率はできるだけ大きくなるように構造が決まる(u は大き な値をとって F を確保しようとする). これはプリゴジン 説に対するアンチテーゼであるが、実際に惑星大気の赤道 領域から極地への熱輸送においては. 温度差 u が大きく なってエントロピー生産率が高まろうとする. つまり, 熱 輸送のインピーダンスはできるだけ大きくなろうとする傾 向がある.この問題では、赤道域への熱入力 F がコント ロールされ,温度差uが従属変数になっていることに注目 しよう. つまり「定電流電源」につながれた抵抗器に相当 する状況なのである.非平衡系のエントロピー生産率が最 小になるのか最大になるのかは、その系がどのように駆動 されているのかに依っている(熱力学変数を何にとるのか のルジャンドル変換の問題である[4]) ことを指摘してお く.

4.3.3 乱流輸送と構造形成(エントロピーの観点から)

以上は非平衡・開放系における非線形効果の抽象論であ るが,具体的には輸送係数(アドミッタンス)D どのよう に決まるのだろうか?まずベースラインとして,粒子どう しの衝突によって起こる拡散過程がある.さらに,粒子の 集団運動(揺動)が発生して,より早く散逸過程が進行す る(Dは大きくなる).いわゆる乱流輸送である.しかし, 乱流の中に「秩序構造」が形成されると,乱流輸送が低減 されDは減少する.このような系をフラックスFで駆動す ると(定電流電源につなぐと)エントロピー生産→構造形 成→エントロピー生産という正帰還が起きて強い非平衡性 が生じる.

ここではエントロピー生産が構造形成を促すという一見 「逆」の現象が起きている.これが可能なのは(エネルギー 原理にもエントロピー原理にも適っているのは)スケール の棲み分けが起こるからだ.構造は大きなスケールの階層 に現れ,エントロピーは専ら小さなスケールで起こる渦の 散逸によって生成される.流体(プラズマ)は,エネルギー を大きなスケールの階層へ送って構造を形成し,同時にエ ンストロフィー(渦の強度)を小さなスケールの階層へ 送ってエントロピーを生産する.大きなスケールの階層か ら小さなスケールの階層へエントロピーを排出していると も言える.流体は,こういう巧みな機関として働くのであ る.

ただしこれが可能なのは、流体が空間の2次元分だけの 自由度しか使わない場合(例えば浅い流れのように深さ方 向の自由度が束縛されている場合)であって、3次元空間 で自由に運動するときは、秩序構造は容易に破壊されてし まう.惑星表面の薄い大気層の熱輸送では、大きなスケー ルにコリオリ力の効果で「帯状流」が生まれ、そのジェッ トを横切る(緯度方向)熱輸送が阻害される.つまり帯状 流は「輸送障壁」という壁として働き、非平衡状態を保持 しようとする.同様のメカニズムは磁場閉じ込めプラズマ でも働くと考えられている.プラズマのドリフト運動は専 ら磁力線に垂直方向に起こるために2次元的な運動とな り、ほぼ磁気面に沿った帯状流が発生することで輸送係数 が小さくなる.非平衡性が大きくなることはプラズマ中心 部の温度・密度が高くなることを意味するから、核融合に とっては有利な現象である.

4.4 内向き拡散

前節で述べた磁気面による「壁」「輸送障壁」という磁場 閉じ込めの装置原理は、あくまでエントロピー増大(熱平 衡状態への緩和)に対する防御である.輸送に対するイン ピーダンスを大きくして非平衡状態を保持するというのが 基本的なアイデアだ.しかし、磁気圏では、極めて不思議 な輸送現象が起こる.密度が低い周辺領域から密度が高い 中心部(高磁場領域)へ向かって粒子の拡散が起こるので ある[1].この「内向き拡散 inward diffusion」はエント ロピー原理に反しているかのようである.なぜ自然界でそ のような現象が起こり、磁気圏へのプラズマ集中が起こる のか?この問いに答えるためには、エントロピーとは何か を問い直さなくてはならない.

4.4.1 位相空間とエントロピー

普通、エントロピーとは「位相空間」の体積要素

 $vol = d^3qd^3p$ に基づいて評価する確率密度(分布関数) f(q,p) に対して $S = -f \log f$ と定義される.f d「密度」で あるから、体積要素 vol の定義に依存して値が決まる.vol として「正準座標」(q,p) に対して定義されるルベーグ測度 d^3qd^3p を選択する根拠は、これが不変測度であること、す なわちハミルトンベクトル場v に対して

 $L_v \operatorname{vol} = \operatorname{div} v = 0 \tag{5}$

が成り立つことである(リュービルの定理). ここで L_v はリー微分, div は位相空間における発散を表す. (5)に よって, ハミルトン力学系において確率密度が保存するこ と(すなわち粒子保存)が保証されるのである.

ここで再検討するのは、エントロピーの関数形 $S = -f \log f$ ではなく、それ以前の問題として、fを定義す る位相空間とそのメトリックである.エントロピーは「力 学的に可能な状態」の総数を評価するものであり、エント ロピーが最大となる平衡状態では,「可能な全ての状態」 が均一な確率f=c(定数)で実現する(等重律の原理).問 題は、可能な状態の集合がどのようなものかである.孤立 系(ミクロカノニカル集合)を考える場合、エネルギー原 理によって、粒子の全エネルギーは一定でなくてはならな い. 全粒子数の保存と全エネルギーの保存の二つだけを 「束縛」として,可能な全ての状態の集合 Γを考える (エネ ルギー殻という). これに対して均一な確率を与えるのが ボルツマン分布であった.しかし、もし他の束縛があって Γ の上に実現できない領域があると,そこまで均一な確率 を与えるのは明らかに誤りである.力学の「知識」を動員 して正しい「可能性の全集合」を特定しなくてはならない のである.

4.4.2 階層構造

磁場中の荷電粒子は位相空間を自由には運動できない. このことを考慮して「可能性の全集合」を絞り込む.ただ し、全ての現象には「スケール」がある.可能性も時間ス ケールを変えると違ったものになる.

輸送係数に関する議論(4.3.3節)でも述べたように、 ベースラインにある粒子衝突による拡散という長い時間ス ケール(これを τ_{col} と表そう)で現象をみると、粒子は磁場 による拘束を破って、 Γ 上のどこでも、いずれ訪れること ができるはずだ.4.1節で指摘したように、この長い時間ス ケールにおける平衡状態であるボルツマン分布は磁場の影 響を受けない.

私たちの関心は、粒子衝突による拡散の時間スケール t_{col} を無限に長い時間として「関心の外」へ追いやることが できるような「無衝突プラズマ」に向けられている. 揺ら ぎ(集団運動)によって起こる輸送が高速で進行する場合、 その揺らぎの性質(位相空間での異方性)によって粒子の 運動可能性には束縛がかかる. 揺らぎによる拡散の時間ス ケールで現象をみると、 Γ の上に到達できない領域が残っ ている.可能性の全集合、すなわち分布関数fが値をもち 得る領域は Γ の部分集合となる. このために「構造=局所 性」が生まれる.

粒子の運動に対する束縛は「断熱不変量 adiabatic in-

variant」として定式化できる.断熱不変性は「ゆっくりした揺らぎ」に対して成立する.つまり時空間のスケールにおいて保存領域と非保存領域の区分をもつ.プラズマ中に励起される揺らぎが,その区分の保存領域(大きいスケールの側)にあるとき断熱不変性が成立するのである.

磁気圏のダイポール磁場中に置かれた荷電粒子は三つの 断熱不変量をもち得る.それらはサイクロトロン運動,移 動方向のバウンス運動,経度方向の周回運動(トロイダル ドリフト)という3種類の周期運動に関する作用変数であ る(それぞれ μ , j_{\parallel} , p_{θ} と書く).これらは典型的に3桁 ずつ隔てられた階層構造を定義する.

例えば「地上の磁気圏プラズマ」である RT-1 実験 装置(図1)の場合,電子のサイクロトロン周波数 $\omega_c = \dot{\vartheta} \approx 1 \text{ GHz}, バウンス周波数 \omega_b = \dot{\xi} \approx 1 \text{ MHz}, ドリフト$ $周波数 <math>\omega_d = \dot{\theta} \approx 1 \text{ kHz}$ である (ϑ_c , ξ , θ はそれぞれジャイ ロ角,バウンス角,トロイダル角を表す).したがって,も しkHz~MHzの周波数帯域をもつ揺らぎがあると,サイク ロトロン運動の作用 μ , すなわち磁気モーメントのみが断 熱不変量として電子の運動を束縛することになる.帯域が MHz 以下に狭まると縦の断熱不変量 j_{\parallel} も束縛条件になる. このような階層構造を理論物理の言葉で定式化しておこ う.

4.4.3 階層的な葉層構造

前項で述べたように、磁気圏の荷電粒子は断熱不変量に よって束縛された「階層的葉層構造」をもつ位相空間に棲 んでいる. 葉層についてエントロピーを正しく定義するた めにはハミルトン構造を調べなくてはならない.

まず束縛がないときの一般的運動のハミルトンベクトル は、6次元位相空間 *M*(正準座標を $z = (\theta_c, \mu, \zeta, j_{\parallel}, \theta, p_{\theta})$ とおく)の反変ベクトル ($\in TM$) として

$$v = JdH$$
, $J = \begin{pmatrix} J_{c} & 0 & 0\\ 0 & J_{c} & 0\\ 0 & 0 & J_{c} \end{pmatrix}$, $J_{c} = \begin{pmatrix} 0 & -1\\ 1 & 0 \end{pmatrix}$ (6)

と与えられる. H(z) はハミルトニアン, $dH = \partial_z H$ はその 勾配ベクトル($\in T^*M$), 6×6の正則行列 J はポアッソン行 列である. ポアッソン括弧積 {G, H}=(dG, J dH) をリー括



図1 RT-1実験装置の断面図. 左側には典型的な密度分布とX 線イメージを示す. 右側には磁力線の構造を示す.

弧積としてもつ関数環 $C^{\infty}(M)$ を「ポアッソン代数」, M をポアッソン多様体という.

これに対して断熱不変量がトポロジー束縛として働き, 位相空間が葉層化 (foliate) する.最も「強い」断熱不変量 μ だけが保存するダイナミクス (揺動)を考える場合は,こ れと共役な角変数 θ_c が無効変数となる (すなわち物理量は $z_{nc} = (\mu, \zeta, j_{\parallel}, \theta, p_{\theta})$ だけの関数になる).ポアッソン行列は 5×5の非正則行列

$$J_{\mu} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & J_{c} & 0 \\ 0 & 0 & J_{c} \end{pmatrix}$$
(7)

に縮減 (reduction) される. z_{nc} の全体集合を M_{μ} と書こう. $C^{\infty}(M_{\mu})$ において非正準ポアッソン括弧積 $\{G,H\}_{\mu} = \langle dG, J_{\mu} dH \rangle$ を定義する[5,6].

$$\left[\mu,H\right]_{\mu} = 0 \left(\forall H \in C^{\infty}\left(M_{\mu}\right)\right) \tag{8}$$

であるから μ は運動の定数.したがって、ポアッソン多様 体 M_{μ} は μ = 定数の部分多様体 Γ_{μ} (これを葉 leaf という)たちによって葉層化されている. Γ_{μ} は 4 次元のシンプ レクティック多様体であり、(ξ , j_{\parallel} , θ , p_{θ})を正準座標として もつ.

普通,運動の定数(保存量)はハミルトニアンの「対称 性」と結びついている.ところが、(8)が示すように μ が保存するということはハミルトニアンには関係がない. つまり物体の性質に関係なく,空間の幾何学的構造,すな わちポアッソン行列 J_{μ} の核 (kernel) に起因している.こ のような不変量を一般にカシミール (Casimir) と呼ぶ [6].この例は、断熱不変量をポアッソン代数の言葉でい うとカシミールだということを示しているのだが、見方を 反転すれば、カシミールとは断熱不変量だと解釈すればよ いことを示唆している[7].

 $\omega_c^{-1} \ll \tau \ll \tau_{col} を満たす時間スケール \tau の領域にある揺ら$ $ぎが引き起こす粒子運動は、したがって <math>\Gamma_{\mu}$ の上に束縛さ れている.磁場が十分強いとき、 $p_{\theta} \approx q \psi$ (q:電荷, ψ :磁 束関数) と近似できることを思い出そう.よって、 $p_{\theta} \approx q \psi$ の変化は磁気面 ($\psi = - c$ の曲面)を横切る運動を意味す る[8,9].エントロピーが増大して Γ_{μ} 上の平衡状態へ近づ こうとすると、プラズマは磁気面を横切って拡散し、雲散 霧消しそうに思われる.しかし、 Γ_{μ} 上の平衡分布は、私た ちが棲んでるユークリッド空間では一様分布ではない. Γ_{μ} 上の不変測度がユークリッド空間のルベーグ測度と異なる からだ.このために、 Γ_{μ} 上で分布が一様化するときユーク リッド空間では非一様な分布が実現する.これが「内向き 拡散」として観測されるのである.

具体的に計算してみよう.エントロピーは Γ_{μ} の4次元 体積要素 vol_{μ} = $d\xi \wedge dj_{\parallel} \wedge d\theta \wedge dp_{\theta}$ に対する分布関数(確率 密度)に対して定義される.vol_{μ}は磁場の関数である.こ れを介して磁場が分布関数に影響する. Γ_{μ} を6次元ユーク リッド空間 R⁶に埋め込むとき,つまり私たちが棲んでい る空間で観測するとき,分布関数には変数変換のヤコビア ン1/(2 π d μ)を掛けなくてはならないことに注意しよう.シ ンプレクティック多様体 Γ_μ に棲む磁化した荷電粒子たち の「ボルツマン分布」は、ヤコビアンに含まれる B(x) のた めに磁場強度に比例するヘテロな構造をもつようになる。 私たちが磁気圏プラズマとして観測している「構造」は、 プラズマが棲んでいる空間のヤコビアンの分布なのである [5,6].

揺らぎの時間スケール帯域が $\omega_b^{-1} \ll \tau \ll \tau_{col}$ に狭まる場合 は、さらにバウンス運動の各変数ζも無効変数となり、実 効的な位相空間(粒子が動き回れるシンプレクティック多 様体)は (θ, p_{θ}) だけで張られる2次元の葉 $\Gamma_{\mu j_{\parallel}}$ となる. $\Gamma_{\mu j_{\parallel}}$ 上のボルツマン分布をユークリッド空間で観測したと きの密度分布を図2に示す[5].

4.5 実験的検証

RT-1実験装置では、真空装置内に磁気浮上させた超伝 導マグネットでダイポール磁場を発生させ、天体磁気圏を 模したプラズマ閉じ込めを実現している(図1). これま でに、 電子温度が 10 keV を超える高 β プラズマ(電子 $\beta \approx 1$)を安定的に(閉じ込め時間 ≈ 0.7 sec)閉じ込めるこ とに成功している[10,11]. また純電子プラズマの閉じ込 めでは 300 sec の閉じ込め時間を達成している[12]. この 高性能プラズマ閉じ込めは「内向き拡散」による自己組織 化によるものであることが明らかになっている.

内向き拡散の「傍証」はイオン温度の非等方性としても 現れる(図3). ECH(電子サイクロトロン加熱)によって 生成されるプラズマ中のイオンは、外部からの直接加熱は なく、電子からのクーロン衝突によって加熱されている. それだけだと等方的な温度が予測されるのだが、実際に 計ってみると顕著な温度非等方性、すなわち磁場に垂直方 向の温度 $T_{\perp} >$ 平行方向の温度 T_{\parallel} が観測される(図3に示 したのは、He II (468.565 nm)の分光計測の結果)[13].こ れは、内向き拡散に伴うベータトロン加速の効果で磁場に 垂直な温度成分が加熱されることで説明される.

4.6 結論

ポテンシャルエネルギーによって表される重力場がプラ ズマを閉じ込めること(星の形成メカニズム)と比べると, 磁場がプラズマの「構造」を決定する仕組みはよほど難し い.磁力はポテンシャルエネルギーではなく「ポテンシャ ル運動量」によって表される.これは正準運動量 p = mv + qAの中にベクトルポテンシャルAとして現れる. 第0成分(時間成分) ϕ を付け加えた4元ポテンシャル (ϕ ,A)から「 ϕ ⇔時間⇔エネルギー」「A⇔空間⇔運動量」 という対応関係を読み取ることができる.磁場でプラズマ を閉じ込めるとは,磁場が「空間の構造」を変化さること で運動可能領域を制限することである.具体的には,磁化 によって生じる階層的な断熱不変量が位相空間を葉層化 し,その葉(シンプレクティック多様体)の上への制限が プラズマの閉じ込めを起こすのである.



 図2 2つの断熱不変量 μ, j_lを束縛した実効的位相空間(symplectic foliation) 上の熱平衡分布(ボルツマン分布)を ユークリッド空間に埋め込んだ密度分布(参考文献[5]の Fig. 1 を引用).曲線(オレンジ)は双極子磁場の磁力線.



図3 RT-1 磁気圏プラズマで観測されるイオン温度の非等方性 (参考文献[13]の Fig. 2(C)を引用).

参考文献

- [1] M. Schulz and L.J. Lanzerotti, *Particle Diffusion in the Radiation Belts* (Springer, Berlin and Heidelberg, 1974).
- [2] Z. Yoshida and S.M. Mahajan, Phys. Plasmas 15, 032307 (2008).
- [3] Z. Yoshida and Y. Kawazura, in Proc. Maximum Entropy Production (MEP) Workshop (Springer, New York, 2014) Chap. 15, p. 291.
- [4] Y. Kawazura and Z. Yoshida, Phys. Rev. E 82, 066403 (2010).
- [5] Z. Yoshida and S. M. Mahajan, Prog. Theor. Exp. Phys. 2014, 073J01 (2014).
- [6] Z. Yoshida, Adv. Phys. X 1, 2 (2016).
- [7] Z. Yoshida and P.J. Morrison, in Nonlinear physical systems: spectral analysis, stability and bifurcation (ISTE, London, 2014), Chap. 18, p. 401.
- [8] T.J. Birmingham, T.G. Northrop and C.-G. Fälthammar, Phys. Fluids **10**, 2389 (1967).
- [9] A. Hasegawa, Phys. Scr. T 116, 72 (2005).
- [10] S. Saitoh et al., Phys. Plasmas 21, 082511 (2014).
- [11] M. Nishiura et al., Nucl. Fusion 55, 053019 (2015).
- [12] Z. Yoshida et al., Phys. Rev. Lett. 104, 235004 (2010).
- [13] Y. Kawazura et al., Phys. Plasmas 22, 112503 (2015).

小特集 ジォスペースと実験室におけるプラズマの波動粒子相互作用研究の進展 5. 高温プラズマにおける波動粒子相互作用研究の進展

5. Progress of Wave-Particle Interaction Study in High-Temperature Plasmas

永岡賢一

NAGAOKA Kenichi 核融合科学研究所,名古屋大学大学院理学研究科 (原稿受付:2021年1月4日)

実験室プラズマでは、プラズマ生成・加熱、プラズマ診断に高周波が幅広く用いられている. 波動とプラズ マの相互作用は、よく使っているものの、きちんと理解しようと思うと大変奥が深く、とても難しい問題になっ てしまうことが多い.本章では、運動論効果(粒子の分布関数の変化)が重要となる現象に焦点を当て、高エネ ルギー粒子とアルベン波に関する波動粒子相互作用の最近の研究を紹介する.

Keywords:

energetic particles, Alfven eigenmode, anomalous transport, alpha particles, torus plasma

5.1 はじめに

実験室プラズマでは、プラズマ生成・加熱、プラズマ診 断に高周波が幅広く用いられている.プラズマ中の波動伝 搬・吸収、また、その逆過程である波動励起/放射が利用 されている.磁場閉じ込め核融合プラズマのような高温プ ラズマでは、衝突が小さく運動論効果が重要になる現象が 観測される.その代表例として、トーラスプラズマ中の高 エネルギー粒子と電磁流体波動であるアルベン波の相互作 用に関する研究を中心に波動粒子相互作用を議論する.

磁場閉じ込め核融合自己燃焼プラズマは,核融合反応に より生成される高エネルギー a 粒子 (3.5 MeV)が,プラズ マ中で減速することによりバルクプラズマ(温度10 keV) を加熱,維持する状態である.そのため,高エネルギー a 粒子もプラズマ中に閉じ込める必要がある.ところが,高 エネルギー a 粒子が減速する過程で,アルベン波との相互 作用により損失(異常輸送)することが指摘されている. 実際に,プラズマ加熱用に高エネルギービームを入射した プラズマでは,アルベン波の励起と同時に高エネルギー粒 子の異常輸送が観測されている.そのため,アルベン波と の相互作用による高エネルギー粒子の異常輸送特性を理解 し,制御することが磁場閉じ込め核融合燃焼プラズマ研究 の重要課題のひとつとなっている.

本章では、トーラスプラズマ中のアルベン波と高エネルギー 粒子の相互作用に関する近年の研究成果を紹介し、非線形 過程の理解の進展を概観する.また、磁気圏プラズマにお ける波動粒子相互作用との類似性についても議論を試みる.

5.2 トーラスプラズマ中の高エネルギー粒子と アルベン固有モード

磁場閉じ込め核融合プラズマは, 捻じれた磁場の籠と表 National Institute for Fusion Science, Toki, GIFU 509-5292, Japan 現される磁場中に高温高密度プラズマを閉じ込めたもので ある.この捻じれた磁場中には、アルベン固有モード (Alfven Eigenmode: AE)と呼ばれるシアアルベン波が伝 搬することが知られている[1].このAEが高エネルギー 粒子との共鳴により不安定化される.このときの共鳴条件は、

 $\omega - n\omega_{\varphi} - l\omega_{\theta} = 0.$

ここで、 ω , *n*, *l* は、AE 周波数、トロイダルモード数、任意の整数である. ω_{θ} は、ポロイダル角周波数($\omega_{\theta} = 2\pi/T_{\theta}$)、 ω_{φ} は、トロイダル角周波数($\omega_{\varphi} = \Delta \varphi/T_{\theta}$)である.ここで、 T_{θ} 、 $\Delta \varphi$ は、粒子がポロイダル方向に1回転する時間、及 び、その間に粒子が移動するトロイダル角である.

次に高エネルギー粒子の速度分布関数を考える. バルク プラズマの熱速度より十分に大きなエネルギーを持つ粒子 は,主に電子との衝突による減速を受け,速度分布関数は, 速度の1/3乗に反比例 ($f \propto V^{-1/3}$)する [2]. 図1にトーラ スプラズマ中のイオン分布関数の模式図を示す. この図か らも判るように衝突による減速だけでは,全領域で, $\partial f/\partial E < 0$ であり,共鳴条件を満たしても AE を励起するこ とができそうにない. ここで重要となるのが,トカマクプ ラズマのような 2 次元系における荷電粒子運動に関する 2 つの保存量である. 1つ目は,対称性に起因するトロイダ ル角運動量

 $P_{\varphi} = e_{\rm h} \phi + m_{\rm h} R V_{\varphi}$

である.ここで, e_h, ϕ , m_h, R, V_{\varphi} は, 粒子の電荷, ポ ロイダル磁束, 粒子質量, 大半径, トロイダル方向速度で ある. 粒子の分布関数は, エネルギーとこのトロイダル角 運動量の関数として書くことができる. もう一つは, 波動 粒子相互作用における粒子の運動エネルギーの変化

author's e-mail: nagaoka@nifs.ac.jp



図1 トーラスプラズマ中の高エネルギー粒子の分布関数の模式図.

(δE) とポロイダル磁束の変化($\delta \psi$)を関係づける保存量 $E' = E - \omega P_{\varphi}/n$ である.この保存量の拘束条件の下で,速 度分布関数のエネルギー微分を考えると,

$$\frac{\left.\frac{\partial f}{\partial E}\right|_{E'}}{\left.\frac{\partial f}{\partial E}\right|_{P_{\varphi}}} + \frac{n}{\omega} \left.\frac{\partial f}{\partial P_{\varphi}}\right|_{E} = -\frac{f}{T} \bigg(1 - \frac{n}{\omega} \omega_{*}\bigg)$$

となる. ここで, T は, 実効的温度, ω_* は, 反磁性ドリフ ト $\omega_* = (\tau_q T/e_h B) \partial \ln f/r \partial r$ である.大事な点は, 最右辺第 2 項があるために, AE を駆動することが可能になること である. そして, この第 2 項は, 高エネルギー粒子の空間 分布の勾配に比例する ($\propto \partial f/\partial r$).つまり, 高エネルギー 粒子の実空間の勾配により AE が励起されるのである. 詳 細は, 最近のレビュー論文[3]の解説が参考になる. 磁気圏 における内向き拡散が, 断熱不変量による位相空間上の束 縛条件の結果として生じることと同様に考えることもでき る. ここで, 強調しておきたいことは, 実空間の勾配によ り AE が励起されるために, その結果として起こる粒子輸 送は, 実空間の勾配を緩和する方向に起こる. これが AE との相互作用による高エネルギー粒子の異常輸送である.

5.3 波動粒子相互作用の理解の進展

高エネルギー粒子により不安定化する AE は, 間欠的な 励起, 周波数掃引, 周波数分裂等, 様々な非線形なふるま いが観測されている.また AE との相互作用に起因する高 エネルギー粒子の異常輸送過程も含めて, 様々な研究がな されている.ここで, 波動粒子相互作用の素過程に注目し た視点からその理解の進展を議論する.

5.3.1 共鳴相互作用の検証

ここで,議論する波動と粒子の相互作用は,粒子の集団 現象が波動を励起する場合や波動が粒子を加速・加熱する といったエネルギーの輸送を伴う相互作用のことである. そのためには,波動と粒子が同じ周波数で振動するだけで は不十分であり,お互いの位相関係がエネルギーの輸送の 方向と大きさを決める重要なパラメータとなる.例えば, 粒子と波動の相互作用の力は,

 $F_{\rm Dr} = \langle \, \delta I_{\rm r} \cdot \delta E \, \rangle \, \infty \, | \, \delta n_{\rm r} \, | \, \cdot \, | \, \delta E \, | \sin \phi \, \propto \, \delta E^{\, 2} \, \sin \phi$

となる. ここで, Ir, *dE*, *onr*, *o* は, それぞれ, 共鳴粒子

の振動電流,波動電場,共鳴粒子の局所密度振幅,粒子束 と波動の位相差を表す. 〈 〉は、1 周期平均を表す.この式 から明らかなように位相によりエネルギー輸送の方向が変 わる.もう一つ大事なことは,粒子束の振動振幅と波動振 幅が比例すると考えられるため、力の大きさは、波動振幅 の2 乗に比例することである.同様の関係は、共鳴する粒 子の輸送にも表れる.

$\Gamma_{\rm Dr} = \langle \delta n_{\rm r} \cdot \delta V_{\rm d} \rangle \propto \delta E^2 \sin \phi$

ここで、V_dは、共鳴粒子のドリフト速度である.これらの 波動・粒子の共鳴相互作用の性質をトーラスプラズマで検 証するためには局所的に波動と粒子束の両方を計測するこ との難しさがあった. 方向性プローブと呼ばれるプラズマ 流の速度計測に用いられていた計測原理を応用することで この問題を克服することに成功した. コンパクトヘリカル システム (CHS) 装置で行われたアルベン波と高エネル ギー粒子の相互作用を観測した実験を紹介する[4,5].こ の実験では、高エネルギー粒子ビームを外部から入射した ときに周波数が100 kHzから75 kHzまで下方シフト (フォーリングトーン) するアルベン波がバースト的に繰 り返し励起された.この時に、プラズマ中に挿入したプ ローブにより、ポロイダル方向磁場揺動、時計回り(co-方 向)イオン束,反時計周り(ctr - 方向)イオン束を同時に 計測した結果を図2(a)に、磁場揺動の周波数の時間変化 を図2(b)に示す. 高エネルギー粒子は、時計周りイオン 束の主要成分となっている. 高エネルギー粒子は, アルベ ン波と同じ周波数で振動する成分(fast response)と波束 の時間スケールを持つ成分 (slow response) の応答が見ら れることがわかる. 空間分布の時間発展からこの slow response が、半径方向外側に輸送される高エネルギー粒子束 であることがわかった.このslow responseのアルベン波振 幅依存性を調べたものが、図2(c)であるが、理論予測通り の振幅の2乗に比例する依存性が確認された. 波動と粒子 束応答の局所同時計測を行ったことにより、両者の位相関 係の評価が可能となった. 図2(d)にその結果を示す.バ ルクイオンが、ゼロ位相でアルベン波の周波数で振動して いることは、磁場凍結 (frozen-in) 条件を満たした応答で あることを意味している.この場合は、両者の間にエネル ギー輸送は起こらない.一方で、高エネルギー粒子束とア ルベン波の間には、有意な位相差が観測された.これは、 高エネルギー粒子からアルベン波にエネルギー輸送がある ことを意味している. つまり, 高エネルギー粒子がアルベ ン波を励起している証拠が得られた.この実験で興味深い 点は、高エネルギー粒子がアルベン波を非常に効率よく励 起している点,及び,周波数シフトしている間に,位相関 係が保存されていることである。これらに関しては今後さ らに理解を深める必要がある.

5.3.2 周波数シフト

磁気圏におけるホイッスラーモードコーラスには,周波 数変化が伴うが,トーラスプラズマで励起されるアルベン 波にも速い(プラズマの巨視的なパラメータ(温度,密度 など)の変化に比べて)周波数変化がよく観測される.コ



図2 (a) アルベン波のバースト励起,高エネルギーイオン成分 を含むイオン束とバルクイオン成分のみのイオン束.(b) 磁場揺動の周波数スペクトルの時間発展.(c)高エネル ギー粒子の半径方向粒子束の波動振幅依存性.(d)高エネ ルギー粒子束と波動の位相関係(参考文献[3]より転載).

ヒーレントモードの周波数のダイナミックな変化は、上方 シフト、下方シフト、周波数分岐現象、また、周波数シフ トを伴う複数のモードの逐次的な励起・減衰など、非常に 多様な現象が観測される.多様な現象の原因もまた多様で あるが、ほとんどの場合が、高エネルギー粒子の位相空間 構造の変化が関係していると考えられている.ここで は、2つの例を紹介する.

最初の例は、図2(b)に示したアルベン波の下方周波数 シフトを取り上げる.このモードは、アルベン波の連続分 散上のモードであり、プラズマの周辺部に向かうと周波数 が減少する.高エネルギー粒子ビームの強力な励起により プラズマのある領域でアルベン波が不安定化した後、高エ



図3 (a)アルベン波の不安定化に伴う高エネルギー粒子の位相 空間の時間発展と(b)アルベン波の振幅,及び周波数の時 間発展(参考文献[6]より転載).

ネルギー粒子の径方向外側輸送に伴い,高エネルギー粒子 の密度勾配が最も大きく,アルベン波の成長率が最も大き い領域が外側にシフトする.これにより,モードの位置が シフトし,アルベン波の分散関係に従って,周波数下方シ フトが起こるものである.アルベン波の分散関係の磁場形 状依存性と粒子の位相空間の径方向の変化が引き起こす周 波数シフトと理解することができる.

2つ目の例は、Angelfishと呼ばれる周波数のダイナ ミックな変化である.わずかに不安定なモードに対する位 相空間の数値計算では、アルベン波の励起に伴う自発的な hole and clump 形成が起こり,モード周波数を2つに分離 させる. その後holeは、周波数の上方シフトの時間発展を、 また同様に clump は、周波数の下方シフトするモードの時 間発展を決める.また、同様の振る舞いを示すサテライト モードの自発的な励起も見られている[6].この現象は,位 相空間の hole and clump の自発形成とその非線形な時間発 展がアルベン波の周波数シフトのダイナミクスを決める一 例である.この理論計算により予測されたアルベン波のダ イナミックな周波数シフト現象が複数の実験で観測された [7,8]. 図4にNSTX装置で観測されたグローバルAEモー ドと呼ばれるアルベン波の周波数シフトを示す。最大振幅 モードが初めに励起され、周波数が上方、及び下方にシフ トしていく. このとき, ほぼ $\delta\omega \propto \pm \sqrt{t}$ に依存した変化をし ているが、これは無衝突な場合の理論予測と整合する [6]. サテライトモードの励起も観測されている. 周波数 スペクトルの時間発展の様子から Angelfish と呼ばれてい るが、アルベン波と相互作用する高エネルギー粒子の位相 空間のダイナミクスをほぼ直接的に可視化できているとい う見方もできるため、大変興味深い現象である.実際に、 この観測に基づき、モードの線形成長率、減衰率の評価も 可能である.

5.3.3 非線形飽和過程

磁場閉じ込め核融合研究として重要な点は,AEによる 異常輸送の飽和機構とその制御である.自己燃焼プラズマ



図4 NSTX装置で観測されたグローバルAEの周波数シフト(参 考文献[7]より転載).

の性能を正確に予測するためには、不安定化した AE の非 線形飽和がどのように決まるのか?を理解し、実際にどの 程度の高エネルギー粒子輸送を引き起こすのか?を予測す る必要がある.ここでは、米国のトカマク装置 DIII-D で観 測された分布の硬直性と、閾値勾配モデルを議論する.

高エネルギービーム入射によるプラズマ加熱,電流駆動 を用いた実験では,AE励起がしばしば観測される.この ような条件の時にビーム入射パワーを変えて,プラズマ中 の高エネルギーの分布を荷電交換分光により評価する実験 が行われた[9,10].図5(a)にその結果の一例を示す.入射 ビーム強度を上げていくと,プラズマ中の高エネルギー粒 子密度は増加するが,ある領域から高エネルギー粒子密度 の飽和現象(分布の硬直性)が観測された.これは,AE による高エネルギー粒子輸送には,閾値勾配が存在し,そ の閾値より大きな勾配ができると直ちに大きな輸送がおこ り,観測される高エネルギー粒子の密度分布に飽和が観測



図5 (a)DIII-Dトカマクで実験観測された荷電交換分光による高 エネルギー粒子の空間分布.(b)ハイブリッドシミュレー ションによる高エネルギー粒子の空間分布(参考文献 [10,11]から転載).

されると考えられた.ハイブリッドシミュレーションを用 いた解析により,DIII-Dで観測された高エネルギー粒子分 布の硬直性が再現された[11].このシミュレーションによ り明らかになったのは,AE振幅が小さいうちは,拡散的 な輸送過程により高エネルギー粒子の輸送が決まるが,勾 配が大きくなると半径方向の異なる場所で励起されるAE の振幅が大きくなり,空間方向にも広がる.その結果,異 なる位置に励起されたAEの重なり合いが起こる.このよ うなAEのモード構造の重なり合いが生じると高エネル ギー粒子の軌道はカオス的になり,径方向輸送が劇的に大 きくなることが示された.つまり,高エネルギー粒子分布 の硬直性は,AEによる高エネルギー粒子の拡散輸送から 破壊的輸送(disruptive transport)への遷移が原因である ことが示された.

5.3.4 バルクイオン加熱

高エネルギー粒子は、閾値エネルギーより大きいエネル ギー領域では、主に電子により減速される.言い換えると 電子加熱が支配的である.反対に閾値エネルギーより低い エネルギー領域では、イオン加熱が支配的となる.自己燃 焼プラズマ(アルファ粒子がバルクの重水素、3重水素と 電子を加熱するプラズマ)を考えると閾値エネルギーは、 320 keV(電子温度の32倍)となり、a粒子加熱は電子加熱 優勢でありイオン加熱が低くなる.そのため、高エネル ギー粒子が励起する波動から直接イオン加熱する手法が研 究されている.ここでは、高エネルギー粒子が駆動する測 地線音波モード(Energetic particle driven Geodesic Acoustic Mode: EGAM)と呼ばれる波動の直接イオン加熱現象 について議論する.

EGAM は、AE と異なりトロイダルモード数がゼロであ り、位相空間の速度方向の勾配(∂f/∂V>0)により駆動さ れるモードである.図6(a)に大型ヘリカル実験装置 (LHD)の極端な低密度プラズマ(電子密度~10¹⁸ m⁻³)で 観測された EGAM の周波数スペクトルを示す[12]. 低密 度では、コアプラズマ中にも電子密度の3-4桁低い中性 粒子が侵入している、このため、荷電交換損失時間より長 い減速時間が必要な低エネルギー領域のビームイオンが荷 電交換損失し、分布関数に正の速度空間勾配の領域ができ る (図1参照). このEGAMは, 測地線音波モード (GAM) の基本モードの周波数領域で励起され、その後、周波数の 上方掃引がおこる.2倍のGAM 周波数になると,非線形 結合により 1/2 周波数の元の GAM 周波数を再度励起して いる. 2つの波動の非線形結合の解析が報告されている. このEGAMは間欠的に繰り返し励起される特性を持つが、 この間欠的な励起に伴って、バルクイオンの温度上昇が観 測されている[13]. このイオン温度上昇の原因は、実験観 測後しばらくわからないままであったが, EGAMによる直 接イオン加熱が理論的に指摘された[14].近年Wangらが 行ったハイブリッドシミュレーションでは、LHDで観測さ れた EGAM の性質を再現することに成功した[15]. 図6 (b)は,高エネルギー粒子が EGAM を励起したことによる 分布関数の変化を示す. 横軸の ftr は, 粒子のポロイダルト ランジット周波数であり、粒子速度に比例する. 高速成分



図 6 (a) LHD で観測された EGAM の周波数スペクトルの時間発展.(b) ハイブリッドシミュレーションによる高エネル ギー粒子の分布関数の変化.(c) ハイブリッドシミュレー ションによるバルクイオンの分布関数の変化.f_{tr}は、粒子 のポロイダルトランジット周波数であり、粒子速度に比例 する(参考文献[12,16] から転載).

が減少し低速成分が増加しているため、高エネルギー粒子 から EGAM にエネルギー輸送が起こったことがわかる. **図6**(c)は、バルクイオンの分布 関数の応答であり、 $f_{tr} = 4 \text{ kHz}$ 、及び $f_{tr} = 25 \text{ kHz}$ 付近で、高エネルギー粒子と は逆の応答、つまり粒子加速が起こっていることがわかる [16]. EGAM とバルクイオンの高次共鳴相互作用 (l = 2, 10)を介した位相空間の勾配の緩和が起こることに より直接バルクイオンを加熱できることが示された.

5.4 まとめ

波動粒子相互作用の研究について、トーラスプラズマ中 の高エネルギー粒子とアルベン波の研究成果を紹介した. 紙面の都合上,説明不足な点が多々あると思う.できるだ けエッセンスを伝えることに努めたつもりであるが,詳細 は、参考文献に挙げた論文を参照いただきたい.

磁気圏のホイッスラーモードコーラスに代表される種々 の波動現象との比較の観点から,共鳴現象,及びその結果 として起こる緩和の素過程は,実空間勾配と位相空間勾配 の違いはあるけれど,同様の理論モデルで理解できる.ま た,その後の非線形過程における周波数シフト現象の原因 は,波の分散関係と粒子の位相空間のダイナミクスが関与 するという点では共通であるが,その中ではそれぞれ多種 多様な効果が議論されている.磁気圏と実験室プラズマ で,全く同じ効果が見られるものは,ごくわずかかもしれ ないが,同じ基礎方程式の理論体系の中で,異なる効果に より様々な現象が理解できるという意味では,双方向に大 変勉強になるものが多いと思われる.本章で紹介したの は,非常に限られたものであるが,研究手法やモデリング, 解釈の視点などが,読者の携わる研究課題の参考になれば 幸いである.

もう一つ重要なことは、近年の計測器の向上である.計 測器の時間分解能,空間分解能,感度の向上が進展し,荷 電交換分光により分布関数のダイナミックな変化が観測さ れ始めている.バルクプラズマパラメータの変化に対する 高エネルギー粒子の分布関数の変化や間欠的な MHD 現象 に応答する不純物イオンの分布関数の応答など,新しい計 測結果が得られ始めている[17,18].今後は,実験観測から 分布関数を直接議論する研究が大きく進展することが期待 されている.

最後に,核融合プラズマを対象とした研究では,非線形 過程の理解により予測精度を高めること,さらに,外部制 御手法を開発するという強い動機がある.位相空間工学 (phase space engineering)という呼び方をするグループも あるが,位相空間に直接働きかけることで,現象を制御す る試み始まっており,ひとつの新たな研究の方向性となっ ている.

参考文献

- [1] W.W. Heidbrink, Phys. Plasmas 15, 055501 (2008).
- [2] For example, R.J. Gordstone and P.H. Rutherford, *Introduction to Plasma Physics* (Taylor & Francis, 1995)Chap.14.
- [3] Y. Todo, Rev. Modern Plasma Phys. 3, 1 (2019).
- [4] K. Nagaoka et al., Phys. Rev. Lett. 100, 065005 (2008).
- [5] K. Nagaoka et al., Nucl. Fusion, 48, 084005 (2008).
- [6] H.L. Berk et al., Phys. Plasmas 6, 3102 (1999).
- [7] E.D. Fredrickson et al., Phys. Plasmas 13, 056109 (2006).
- [8] K. Nagaoka et al., Nucl. Fusion 53, 072004 (2013).
- [9] W.W. Heidbrink et al., Phys. Rev. Lett. 99, 245002 (2007).
- [10] C.S. Collins et al., Phys. Rev. Lett. 116, 095001 (2016).
- [11] Y. Todo, Nucl. Fusion 59, 096048 (2019).
- [12] T. Ido et al., Nucl. Fusion, 55, 083024 (2015).
- [13] M. Osakabe *et al.*, 25th IAEA Fusion Energy Conf. Proc. (St. Petersburg, Russia, 13-18 October 2014), (www-pub. iaea. org / iaeameetings / 46091 / 25 th-Fusion-Energy-Conference-FEC-2014).
- [14] M. Sasaki, K. Itoh and S-I. Itoh, Plasma Phys. Contol. Fusion 53, 085017 (2011).
- [15] H. Wang et al., Phys. Rev. Lett. 120, 175001 (2018).
- [16] H. Wang et al., Nucl. Fusion, 59, 0096041 (2019).
- [17] Y. Fujiwara, *in private communication*.
- [18] K. Ida, in private communication.

●●● 小特集 ジォスペースと実験室におけるプラズマの波動粒子相互作用研究の進展

6. まとめ

6. Summary

加藤雄人, 永岡賢一^{1,2)} KATOH Yuto and NAGAOKA Kenichi^{1,2)} 東北大学,¹⁾核融合科学研究所,²⁾名古屋大学大学院理学研究科 (原稿受付:2021年2月2日)

本小特集は、ジオスペースと実験室プラズマの波動粒子 相互作用に関する研究を紹介してきた。波動現象としての 類似性、相違性が様々な視点から議論できることがお判り いただけたのではないだろうか. この小特集をまとめるに あたり、双方のプラズマとそこで見られる波動現象の理解 を深めるために、パラメータ領域について整理してみた い.ジオスペースと実験室プラズマのパラメータの例を 表1に示す.ジオスペースとしては、あらせ衛星の主な観 測対象である放射線帯領域(L値¹で3.5から6,プラズマ圏 外) での典型的なパラメータを示し、実験室プラズマとし ては RT-1 ならびに LHD でのパラメータを示した. ご覧の 通り,背景磁場強度では8桁,電子密度では15桁に及ぶ大 きな違いがある.しかしこれをプラズマ周波数(f_p)と電 子サイクロトロン周波数 (fce) の比 (fp/fce) に換算すると, 非常に興味深いことにほぼ同程度となる. プラズマ波動の 分散関係はfp/fceにより定まることから、プラズマ物理の観 点からは同一のパラメータスペースを観測し理解しようと していると言えよう.ジオスペースと実験室プラズマそれ ぞれの長所を生かした研究成果を蓄積することにより、波 動粒子相互作用の理解がさらに進むことを期待する.

次に今後10年-20年を見通した時に重要となる研究課題 について言及してみたい.

ジオスペースに関する研究では、特に波動粒子相互作用 研究の観点からは(1)地球電磁圏におけるエネルギー階 層・領域間結合のさらなる究明,ジオスペース研究の発展 課題としても位置付けられる(2)内部太陽圏探査の充実を 活かした太陽風ならびに地球型惑星研究ならびに(3)木星 系探査計画を軸とした巨大惑星・衛星系研究が挙げられ る.(1)では、「あらせ」衛星による継続的な探査を中心 に, 波動粒子相互作用の研究のさらなる進展が期待され る.磁力線を介して電磁圏と接続する極域では、大気流出 過程における波動粒子相互作用の役割に着目した衛星計画 の検討も進む.(2)と(3)では、(1)で得られた知見を異なる パラメータスペースで究明する比較惑星学の観点からも重 要である. 2018年10月に打ち上げられた水星探査機 [Bepi-Colombo/みお」は2025年12月に水星到着が予定されてい る.木星氷衛星探査計画「JUICE」は2022年打ち上げ,木星 系への到着は2029年を予定している.これらの直接探査計 画に歩調を合わせた理論・シミュレーション研究の進展が 物理素過程の究明に重要であることは論を俟たない.「あ らせ」衛星プロジェクトが進める衛星観測・地上観測・モ デリングによる統合的な研究を好例として,直接探査とリ モート観測、理論・シミュレーション研究による三位一体 の体制により、各領域で生じる波動粒子相互作用の共通 点・相違点の理解が進むことを期待する.

実験室プラズマ,特に磁場閉じ込め核融合プラズマに関 する研究では,自己燃焼プラズマに関する研究がさらに重 要になることは自明であろう.核融合反応により生成され

	背景磁場強度[T]	電子密度[cm ⁻³]	電子サイクロトロン 周波数(<i>f</i> _{ce})[Hz]	プラズマ周波数 (<i>f</i> _p)[Hz]	$f_{\rm p}/f_{\rm ce}$	β
地球磁気圏 (L=3.5-6,プ ラズマ圏外)[1]	$10^{-7} - 10^{-6}$	$10^{-1} - 10^{1}$	$10^3 - 10^4$	$10^3 - 10^5$	$10^{-1} - 10^{1}$	$10^{-2} - 10^{0}$
太陽風	10 ⁻⁸	$10^0 - 10^2$	10 ²	$10^4 - 10^5$	$10^1 - 10^3$	$10^{-1} - 10^{1}$
太陽コロナ[2]	10-3	$10^5 - 10^{10}$	107	$10^7 - 10^9$	$10^0 - 10^2$	$10^{-3} - 10^{1}$
RT-1[3, 4]	$10^{-2} - 10^{0}$	$10^{11} - 10^{12}$	$10^8 - 10^{10}$	$10^9 - 10^{10}$	$10^0 - 10^2$	$10^{-2} - 10^{0}$
LHD[5]	100	$10^{12} - 10^{15}$	$10^{10} - 10^{11}$	$10^{10} - 10^{12}$	$10^{-1} - 10^{1}$	$10^{-3} - 10^{-1}$
基礎プラズマ装置 (ECR, ヘリコン)	$10^{-2} - 10^{-1}$	$10^{11} - 10^{13}$	$10^8 - 10^{10}$	$10^{10} - 10^{11}$	$10^{-1} - 10^{1}$	$10^{-5} - 10^{-1}$

表1.地球磁気圏,太陽圏,実験室の代表的なプラズマパラメータ.

1 L値は磁力線が磁気赤道を横切る位置での地球中心からの距離を、地球半径の何倍かで表した値.

Graduate School of Science, Tohoku University, Sendai, MIYAGI 980-8578, Japan

corresponding author's e-mail: yuto.katoh@tohoku.ac.jp

る 2.5 MeV の α 粒子が、 アルベン固有モードとの相互作用 による異常輸送で損失する可能性が指摘されているが、そ の非線形飽和レベルの予測性能を持ったモデル開発、及び 外部からの制御手法の開発が重要である.外部からのマイ クロ波入射による電子サイクロトロン共鳴加熱や電流駆動 を使ったアルベン固有モードの安定化手法確立が求められ ている.また,RF 波動入射による電流駆動の高効率化は, トカマク方式の燃焼プラズマ制御手法の重要課題である. もう一つは、トカマクプラズマの崩壊現象に伴って生成さ れる相対論的電子の減速手法の開発である. プラズマ中の 電流を肩代わりする相対論的電子は、真空容器を含めたシ ステムを損傷するリスクが指摘されており, 波動励起は, 相対論的電子の急速な減速を可能とすることから注目され ている.このような研究は、位相空間のダイナミクスを理 解する研究から、位相空間のダイナミクスをアクティブに 制御する研究へのシフトと位置付けることが可能である.

今後,ジオスペースと磁気圏プラズマの連携は,ますま す重要となることが予想される.この両者の連携を模索す ることをめざした活動を,2014年から名古屋大学宇宙地球 環境研究所の研究集会として毎年行ってきた.これまでの 研究集会での議論の一部は,この小特集でも紹介・議論さ れているが,波動粒子相互作用のみならず,かなり多くの 共通する研究課題が双方で研究されていることが参加者の 間で共有されてきたと考えている.非熱平衡プラズマのバ ランス状態(例えばMHD平衡),カスプ磁場における特異 な粒子輸送,モード変換現象,イオン種混合プラズマの波 動特性など,今後もまだまだ多様な現象に関する議論を展 開し,情報交換を通じた両分野の研究を加速する活動を展 開したいと考えている.

最後に,読者諸賢にはご自身が研究対象とするプラズマ のパラメータについて,**表1**,及び図1にぜひ追記いただ くことをお試しいただきたい.本小特集で扱われた物理素 過程の一端が,今まさに解析を進められている実験結果の 中にも現れていたりはしないだろうか.全く異なるパラ



 図1 地球磁気圏,太陽圏,実験室の代表的なプラズマの f_p/f_{ce}-β マッピング.

メータ範囲で生じる現象だったとしても, folfeeのように規 格化したパラメータを通じて見ると,波動粒子相互作用の 観点からは本質的には同じ現象の現れである可能性が十分 にあり得る.それらの新しい発見・気付きを本小特集を通 じて得ていただけたとしたら望外の喜びである.

謝辞

本小特集の企画,提案,取りまとめに尽力いただいた 齋藤晴彦氏(東京大学)に感謝いたします.

参 考 文 献

- [1] A. Kumamoto et al., Earth Planets Space, 70, 82 (2018).
- [2] S.P. Gary *et al.*, Geophys. Res. Lett. 28, 2759 (2001).
- [3] Z. Yoshida *et al.*, Plasma Phys. Cntrol. Fusion **55**, 014018 (2013).
- [4] M. Nishiura et al., Nucl. Fusion 55, 053019 (2015).
- [5] A. Komori et al., Fusion Sci. Tech. 58, 1 (2010).



自然科学研究機構 核融合科学研究所 ヘリカ ル研究部 プラズマ加熱物理研究系 教授・研 究主幹.博士(理学)(名古屋大学).プラズマ 中の波動粒子相互作用, 乱流輸送, 負イオン

20

シース界面,電気対乱流などの実験研究に従事.春から秋の趣 味は、30年以上続けているテニス.山に雪が積もれば10年くら い続けているスキー.家族旅行に行きたいと願いつつ,実現は なかなか難しい日々です.



おお むら よし はる 大村 善治

京都大学生存圈研究所 教授 工学博士 (京都 大学大学院電気工学専攻). 1980年京都大学工 学部電子工学科卒業.卒業研究でホイッス ラーモード波と共鳴する電子のテスト粒子計

算,大学院でホイッスラーモード波動励起の計算機シミュ レーションに着手して以来、長い間コーラス放射発生過程の 謎に取り組んできて、漸く本質が部分的に見えてきました が、未だ完全にはわかっていません、今後のスーパーコン ピュータの進歩に期待しています.



⇒ よし よし すぬ

名古屋大学宇宙地球環境研究所統合データサ イエンスセンター長・教授. あらせ衛星のプ ロジェクトサイエンティストとして,ジオス ペースにおける波動粒子相互作用、粒子加速

の研究に従事するとともに、超高感度カメラを用いたオーロ ラ高速変調の研究などを行っています.また,宇宙天気予報の 基礎研究も行っており、データ同化や機械学習を用いた高精 度予測の研究についても取り組んでいます.



篠原 育

宇宙航空研究開発機構・宇宙科学研究所・准 教授 博士 (理学). あらせ衛星の観測開始か ら無事に4年以上が過ぎ、順調に観測を続け ています.現在は後期運用フェーズの運用

チーム長として日々あらせ衛星の運用に従事するとともにジ オスペースの研究に取り組んでいます.



等原植也

金沢大学 学術メディア創成センター長・教 授,先端宇宙理工学研究センター兼任.博士 (工学). あらせ衛星プラズマ波動・電場観測 器の PI をはじめ, かぐや・みおなど, 科学衛

星搭載のプラズマ波動観測装置の開発と観測データの解析に 携わっています. コロナ禍による運動量激減と日々溜まるス トレスを, 高低差の大きいキャンパス内を階段で上り下りす るノルマで乗り越えようと頑張っております.



松圖彩子

00

京都大学 理学研究科 附属地磁気世界資料解 析センター長・教授.専門分野:地球惑星・ 宇宙空間電磁気学. 1994年東京大学理学系研 究科地球惑星物理学専攻博士(理学)の学位を

取得,同年宇宙科学研究所(現在の宇宙航空研究開発機構宇宙 科学研究所) 助手. 同研究所准教授を経て現職. あらせ衛星磁 場観測器 PI をはじめ、人工衛星や地上で観測された、地球・ 惑星環境や宇宙空間の磁場のデータ解析を軸とした研究を 行っている.



小嶋浩嗣

京都大学生存圏研究所教授. あらせ衛星波動 粒子相互作用解析装置の PI をはじめ,科学衛 星観測による宇宙空間プラズマ波動現象の研 究を行っています. ミッション構想, 搭載装置

開発からデータ解析まで衛星計画に広くかかわっています. これまで得てきた技術や科学的知見を、人間の宇宙利用にど のように活かしていくか、考えをめぐらせる毎日です.最 近,20年ほど前のコスモスの種が出てきたので,蒔いてみたら 芽が出てきました. その生命の力に感動しています.



吉田善章

専門はプラズマ物理学, 非線形科学. モットー はアバンギャルドたること. 1985年 東京大学 大学院工学系研究科原子力工学専攻 博士課程 修了 工学博士. 2021年3月まで東京大学大学

院新領域創成科学研究科 教授. 同年4月から核融合科学研究 所(NIFS)所長.核融合科学の学際化に取り組む所存.



加藤雄人

東北大学大学院理学研究科教授. 宇宙プラズ マ中での波動粒子相互作用について、主に計 算機実験による研究を進めています. あらせ 衛星ではソフトウェア型波動粒子相互作用計

測装置(S-WPIA) 副装置責任者を担当.子ども等と一緒に宵 のうちに就寝, 未明に1人起床して仕事をするという, 大変健 康的な日々を過ごしています.