



解説

ジャイロ運動論を用いた天体プラズマ乱流研究の進展

Recent Progress in Astrophysical Gyrokinetic Turbulence

川面 洋平

KAWAZURA Yohei

東北大学 学際科学フロンティア研究所

(原稿受付：2023年3月16日)

ジャイロ運動論は磁場閉じ込め核融合プラズマにおける微視的不安定性や乱流輸送の研究に広く用いられているモデルである。本解説ではジャイロ運動論を宇宙における無衝突乱流に応用した研究を紹介する。特にイオンジャイロ半径スケールにおける運動論的 Alfvén 乱流のベキ乗スペクトルと乱流散逸による加熱に焦点を当てる。この2つのテーマは太陽風や低光度活動銀河核の降着円盤において関心を持たれているテーマである。天体プラズマ乱流は、巨視的スケールにおける磁気流体不安定によって駆動される、磁気面を持たない、高ベータ ($\beta \geq 1$) である、といった磁場閉じ込め核融合プラズマにおける乱流とは大きく異なった特徴を持ち得る。ここでは、まずジャイロ運動論が天体乱流に使える理論的根拠を示し、続いて最新の研究成果を紹介し、今後の課題について議論する。

Keywords:

turbulence, gyrokinetics, magnetohydrodynamics, kinetic Alfvén waves, solar wind, accretion flows

1. はじめに

宇宙に存在する電磁場は乱流的に揺らいでいる。その証拠は太陽風[1]や地球[2]・木星[3]などの惑星磁気圏における人工衛星観測によって明確に得られている。また太陽系外の遠方天体においても、超新星残骸の画像解析からコルモゴロフ則に似たベキ乗則に従う磁場揺動が見つかっている[4]。

このような電磁場揺動は天体現象の「副産物」としてただそこに存在しているのではなく、天体の進化そのものを積極的に決定する。その代表例が、ブラックホールや中性子星などのコンパクト天体に向かって周囲のプラズマが落ち込むときに形成される降着円盤である。素朴に考えると、周囲のガスが中心星に向かって落ちること自体が不思議である。なぜ地球が太陽の周りを公転するように、ガスも公転し続けないのか。その鍵となるのが磁気回転不安定性 (Magnetorotational instability; MRI [5]) によって駆動される乱流である。乱流の渦粘性によって角運動量が輸送されることで、プラズマは中心へと落ち込むことができる。また、降着円盤以外にも、宇宙最大の天体として知られている銀河団ガスにおいても乱流は重要な働きをしている可能性が示唆されている[6]。こ

のように、乱流は天体物理学において非常に重要な素過程である。

一般に天体現象はシステムサイズ程度の空間スケールにおいて磁気流体力学 (MHD) 的に不安定である。この MHD 不安定性が乱流の駆動源となる。巨視的スケールにおいて作られた乱流揺動は非線形効果によって小スケールへとカスケードし、ジャイロ半径程度の微視的スケールにおいて粒子の内部エネルギーへと散逸する*1。つまり乱流は、天体の巨視的スケールに内在する自由エネルギーと粒子のエネルギー (すなわち温度) を結びつける役割を担っている。こうして乱流によって加熱・加速された粒子は電磁波を放射し、我々はそれを観測することができる。

一方で、天体乱流は無衝突プラズマであることがしばしばある。システムサイズを L 、イオンジャイロ半径を ρ_i 、クーロン衝突の平均自由行程を λ_{mfp} とすると $L \sim \lambda_{mfp} \gg \rho_i$ という関係が、太陽風・低光度活動銀河核の降着円盤 (高温降着円盤とも呼ばれる)・銀河団ガスで成立する*2。このとき、無衝突効果を乱流の駆動スケール L で考えるのか、散逸スケール ρ_i で考えるのかという選択肢がある。本解説では後者の散逸スケールの話に焦点を絞る*3。散逸領域の無衝突乱流で特に重要な研究テーマとしては、

* 1 このとき熱的エネルギーへの散逸だけでなく、無視できない割合で非熱的エネルギーを持った粒子も生成される[7, 8]。

* 2 例えば、天の川銀河中心のブラックホール (Sgr A*) における降着円盤では $L \sim \lambda_{mfp} \sim 10^8$ km, $\rho_i \sim 1$ km 程度。

* 3 ちなみに前者は基本的に MHD 不安定性に無衝突効果を加えていくアプローチとなる。例えば降着円盤なら、理想 MHD の代わりに Braginskii 方程式 [9]、ランダウ流体 [10]、運動論的 MHD [11] を用いて MRI がどう変わるか調べるといった具合である。また、駆動スケールも散逸スケールも全てひっくるめて第一原理的にシミュレーションするというアプローチもある (MRI 乱流では文献 [12-15] など)。ただし、駆動スケールと散逸スケールの乖離を人工的に矮小化していることに留意しなければならない。

(1)電磁場揺動スペクトルの折れ曲がりや(2)イオンと電子の加熱配分が挙げられる。(1)に関しては、散逸領域ではMHD的なAlfvén波が運動論的Alfvén波(KAW)へと変わるため、MHD乱流理論[16]が予測する $k^{-5/3}$ や $k^{-3/2}$ といったのスペクトルのべき乗則(k は波数)が変化する。この遷移は人工衛星観測によって、太陽風[17]や地球の磁気圏シース[18]において確かめられており(図1)、それに整合するスペクトル形状を再現することで運動論的プラズマ乱流の理論モデルを検証できる。(2)に関しては、散逸領域においてランダウ減衰やサイクロトロン減衰などによって粒子が加熱(あるいは加速)されるが、この加熱量はイオンと電子で異なると考えるのが自然であり、イオン温度と電子温度が異なる二温度状態が作り出される。実際に、太陽風では人工衛星観測からイオンが電子より高温であることがわかっており[19]、また高温降着円盤の理論モデルもイオンが電子より高温であることを予測する[20]。電子は高温になると直ちに放射を行うが、イオンが高温でも放射は生じない。このため、乱流によるイオンと電子の加熱配分は、降着円盤などの遠方天体の電波観測において重要となる*4。

この二つの問題(スペクトル形状と加熱配分)を解き明かすために、これまで多くの研究が行われてきた。運動論的乱流を解かなくてはならないので、数値シミュレーションが強力な武器となる。これまで天体物理において散逸スケールの乱流を調べたシミュレーションでは、ほとんど全てParticle-in-Cell(PIC)、もしくはイオンをPIC・電子を慣性なし流体として扱うHybrid PICが用いられてきた。しかしPICは巨大な数値資源を必要とするため、十分な解像度を持った乱流計算や広範囲なパラメータサーベイを行うことが難しかった。

これに対して近年、ジャイロ運動論[22,23]を用いて無衝突天体プラズマ乱流の散逸スケールに迫る研究が精力的に行われている。ジャイロ運動論は磁場閉じ込め核融合プラズマにおける微視的不安定性や乱流輸送を記述す

るために広く用いられているモデルである。ジャイロ運動論ではサイクロトロン運動を平均化することでモデルを簡約化し、なおかつジャイロ半径以下の空間スケールを持つ揺動を扱うことができるため、低周波な微視的乱流を考える上で強力なツールとなる。また数値資源の削減だけでなく、理論的にもVlasov方程式より大幅に取り扱いやすくなる。

以下ではまず、2節においてジャイロ運動論を用いて構築された乱流カスケードの理論を紹介する。特に、ジャイロ運動論で用いられている仮定および天体現象に用いることができる根拠について述べる。続いて3節では、実際に天体にジャイロ運動論を応用した研究例を紹介する。具体的には微視的スケールにおける運動論Alfvén波の乱流スペクトルと、乱流散逸による粒子加熱に焦点を当てる。最後に4節にて、今後の展望を議論する。

2. ジャイロ運動論的乱流カスケード

まずジャイロ運動論では背景磁場 B_0 の存在を仮定する。その上で以下のような仮定をする。

$$\frac{\delta B}{B_0} \sim \frac{k_{\parallel}}{k_{\perp}} \ll 1. \tag{1}$$

ここで δ の付いた場合は揺動成分で、下付きの0は背景成分を表す。 k_{\parallel} および k_{\perp} は波数ベクトルの B_0 に対する平行成分と垂直成分である。また(1)に加えて、揺動の周波数 ω がサイクロトロン周波数 Ω_s に対して $\omega/\Omega_s \ll 1$ (ただし下付きの s は粒子種を意味する)を満たすことも要請されるが、これは次小節に示すようにAlfvén乱流で $k_{\parallel}/k_{\perp} \ll 1$ であれば自動的に満たされる。要するにジャイロ運動論では、揺動は小振幅で低周波で B_0 方向に引き伸ばされている必要がある。

一方、ベータ値に関しては特に制限はない。しかし次のような注意点がある。磁場閉じ込めプラズマは低ベータであるので δB_{\parallel} が無視されることがしばしばあるが、天体プラズマでは高ベータになることが一般的であり*5、 δB_{\parallel} がTransit Time減衰などの重要な役割を担う。また、高ベータになると圧力非等方性によって駆動される不安定性(Firehose不安定性やMirror不安定性)が重要となるが、これらの不安定性の最大成長モードはジャイロ運動論で取り扱える範疇にない。本解説では簡単のため、これらの不安定性の影響は考えない。

次に、垂直方向の空間スケールはMHDスケール($k_{\perp} \rho_i \ll 1$)からジャイロ半径以下($k_{\perp} \rho_i \geq 1$)まで取ることができる。ジャイロ運動論の長波長極限を取ると簡約化ドリフト運動論が得られ、さらに衝突周波数が大きい極限まで取ると簡約化MHDが得られる[24]。ただし、長波長・高衝突周波数の極限であっても依然とし

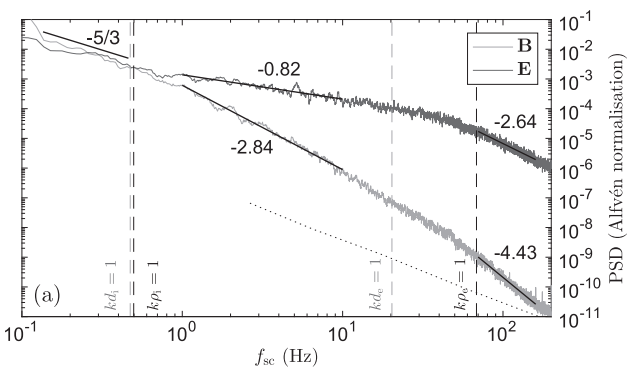


図1 Magnetospheric Multiscale (MMS) によって得られた地球磁気圏シースにおける電磁場スペクトル(文献[18]を改変)。

* 4 特に、近年大きな注目を浴びている Event Horizon Telescope によって得られた巨大ブラックホール近傍の撮像結果を物理的に解釈する際に、イオンと電子のエネルギー配分がパラメータとして手で入れられており[21]、このパラメータの値を理論的に決定することが求められている。
 * 5 例えば太陽風の場合、プラズマベータは太陽から遠ざかるほど大きくなっていくが、概ね $\beta \sim 1$ である。降着円盤の場合、場所によってベータ値は広い幅を持つが、概ね $\beta \sim 0.01 - 100$ の範囲に収まる。

て $\delta B/B_0 \sim k_{\parallel}/k_{\perp} \ll 1$ は残るので、理想MHDまで戻ることにはできない。したがって巨視的スケールの乱流駆動はジャイロ運動論の枠組みの中では完全には表現できないことに注意する。図2は、イオン・電子のジャイロ運動論方程式系からスタートし、 $k_{\perp}\rho_i$ についてオーダーリングを取ることで、簡約化MHDのスケールから電子ジャイロ半径スケールまでのカスケードにおけるエネルギーの流れを図示したものである[24]。この図において特筆すべきことは、イオンジャイロ半径スケール ($k_{\perp}\rho_i \sim 1$) を境としてエネルギーの流れが明確に区別できることである。圧縮的揺動は長波長・高衝突周波数の極限までたどると Slow 波と Entropy 波になる (Fast 波はジャイロ運動論オーダーリングによって除去されている)。イオンジャイロ半径より大きいスケール ($k_{\perp}\rho_i \ll 1$) では、カスケードは Alfvén 的揺動と圧縮的揺動に分かれる (図2中では Alfvén 的揺動のエネルギーは W_{AW}^{\pm} 、圧縮的揺動のエネルギーは W_{compr}^{\pm} 及び W_g で表されている。また、上付きの \pm は \mathbf{B}_0 に対して順方向に伝搬するものと逆方向に伝搬するものを意味する)。このとき Alfvén 的揺動は $k^{-5/3}$ もしくは $k^{-3/2}$ に従うことが理論的に示される[16]。また圧縮的揺動は Alfvén 的揺動に対して passive である。カスケードが小スケールに向かって進み、イオンジャイロ半径スケール ($k_{\perp}\rho_i \sim 1$) までくると、Alfvén 的揺動と圧縮的揺動は有限 Larmor 半径効果によってカップルする*6。さらに小スケール ($k_{\perp}\rho_i \gg 1$) では、KAW 的揺動とイオンのエントロピー揺動に再び分離する (図2中の W_{KAW} 及び W_{he})。そして、この二種類の揺動は独立なまま、それぞれ電子加熱とイオン加熱へと変化する。なお、この図ではイオン加熱はイオンスケール、電子加熱は電子スケールで生じるように描かれているが、必ずしもそのとおりではなくイオンベータ (β_i) の値に依存する。

2.1 Critical Balance

続いて、ジャイロ運動論が天体プラズマに適用できる

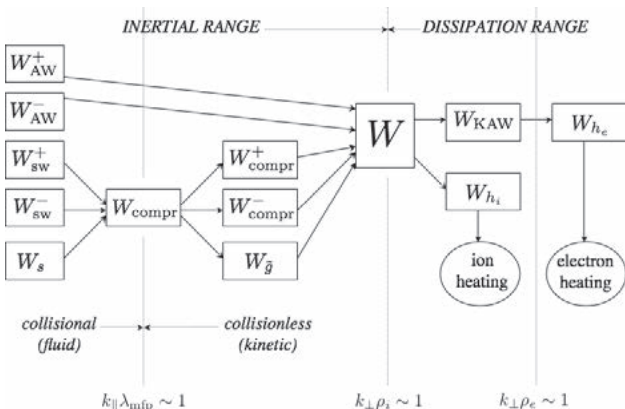


図2 ジャイロ運動論的乱流カスケードにおけるエネルギーの流れ (文献[24]より転載 (reprinted with permission from the American Astronomical Society)).

根拠について述べる。前述の通り、ジャイロ運動論では背景磁場 \mathbf{B}_0 に対して $k_{\parallel}/k_{\perp} \ll 1$ と $\delta B/B_0 \ll 1$ が仮定される。磁場閉じ込めプラズマであれば、磁気面を持った磁場が外から作られているため、この仮定が成立するのは自然に思える*7。では、MHD 的に不安定で磁気面がないような天体現象でも上記のオーダーリングが許されるのはどうしてだろうか。その答えはMHD乱流の慣性領域が持つ性質から導かれる。

天体現象では乱流の駆動スケールがとてつもなく巨大なスケールにあるため、散逸領域は慣性領域の奥深くに存在している。MHD乱流の理論によれば、慣性領域の十分小さい領域では背景磁場の存在を認めることができる。そのアイデアは1965年のKraichnanによる論文まで遡る[27]。Kraichnanの考えは、MHD乱流では大スケールに強い背景磁場が存在しなくとも、小スケールの揺動にとって大スケールの磁場揺動が背景磁場のように振る舞うというものである [図3(左)]。これを発展させたのが Goldreich と Sridhar による Critical Balance 仮説である [28]。Critical Balance では、 \mathbf{B}_0 に沿って線形的に Alfvén 波が伝わる時間 $\tau_A \sim (k_{\parallel}v_A)^{-1}$ と、 \mathbf{B}_0 に垂直な平面上で非線形効果によって渦が回転する時間 $\tau_{nl} \sim (k_{\perp}u_{\perp})^{-1}$ がバランスすると考える [図3(右)]。すなわち $k_{\parallel}v_A \sim k_{\perp}u_{\perp}$ が成立する。ここで v_A は B_0 によって決まる Alfvén 速度、 u_{\perp} は垂直方向の速度揺動である。一方、慣性領域であればエネルギーフラックス u_{\perp}^2/τ_{nl} は一定となる。このことから二つの結果が導かれる。一つはエネルギースペクトルが $k_{\perp}^{-5/3}$ のべき乗になること*8、そして波数ベクトルが $k_{\parallel} \sim k_{\perp}^{2/3}$ という非等方性を持つことである。後者の関係から、十分小さいスケールまで行けば、 $k_{\parallel}/k_{\perp} \ll 1$ が成立することがわかる。同様に揺動の振幅も $k_{\perp}^{-5/3}$ のエネルギースペクトルに従うように小さくなっていくため、十分小さい領域で $\delta B/B_0 \ll 1$ が満たされる。一方、揺動の周波数に関しては $\omega/\Omega_i \sim k_{\parallel}v_A/(v_{thi}/\rho_i) \sim (k_{\parallel}/k_{\perp})(k_{\perp}\rho_i)/\sqrt{\beta_i}$ (ただし v_{thi} はイオンの熱速度) であるので、 $k_{\perp}\rho_i \sim 1$ であっても $k_{\parallel}/k_{\perp} \ll 1$ であれば $\omega/\Omega_i \ll 1$ となる。斯くして、巨視的スケールにおいて背景磁場がなくても、十分カスケードが進めばジャイロ運動論オーダーリングが成立するよう

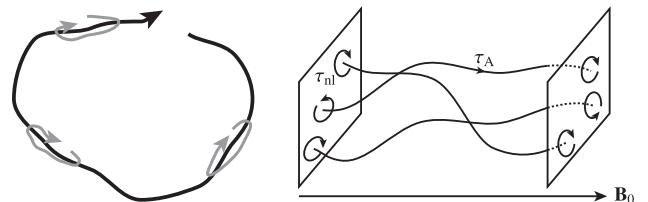


図3 (左) 大スケールの磁場が小スケールの揺動にとって背景磁場のように働くイメージ図。(右) Critical Balance のイメージ図。

* 6 文献[25]の式 (C16) にあるジャイロ運動論の線形分散関係式を見るとわかりやすい。
 * 7 宇宙においても磁気圏が同様に整った磁気面を持っている。実際にジャイロ運動論を磁気圏プラズマに適用した例は古くからある (例えば文献[26])。
 * 8 その後、 $k_{\perp}^{-5/3}$ のスペクトルは修正される。Dynamic alignment と呼ばれる効果を考えると、 τ_{nl} が $k_{\perp}u_{\perp}$ より小さくなり、スペクトルは $k_{\perp}^{-3/2}$ になる [29]。より詳しくはMHD乱流のレビュー論文[16]を参照されたい。

になる*9.

2.2 MHD乱流カスケードを模した人工的な乱流駆動

以上の議論は、天体プラズマ乱流の場合と磁場閉じ込めプラズマの場合のジャイロ運動論シミュレーションの違いを明確にする。磁場閉じ込めプラズマの場合、磁気面があるためジャイロ半径程度のスケールにおいても密度や温度の勾配が存在する。これが自由エネルギーとなりイオン温度勾配不安定性といった微視的不安定性が生じて乱流を駆動する。一方、磁気面がない天体乱流の場合、ジャイロ半径スケールの揺動にとって背景密度や背景温度の勾配は存在しないと考えられる。乱流を駆動しているのは、遙か巨大なスケールにあるMHD不安定性である。

スケールが大きく乖離しているため、散逸領域のシミュレーションにMHDスケールの乱流駆動を直接含めることはできない(磁場閉じ込めプラズマの場合、微視的不安定性の波長以下のスケールを解けば、物理的な乱流駆動と散逸の両方を含めることができる)。そこで、MHDスケールからジャイロ半径スケールにカスケードしてくる乱流揺動をモデル化し、人工的に注入することで乱流を駆動する。その代表的手法がTenBargeらによるLangevin antenna[31]である。この手法では、振動項を含むLangevin方程式に従う平行電流 J_{\parallel} を外的に流すことでAlfvén波を注入する。Alfvén波の波長を計算ボックスのサイズに合わせ、振幅をCritical Balanceを満たすように $\delta B_{\perp}/B_0 \sim k_{\parallel}/k_{\perp}$ とすることで巨視的なスケールからカスケードしてきたAlfvén乱流を模擬する。この手法はPICシミュレーションにおいても用いられている(例えば文献[7, 32])。

3. 天体乱流への応用

以上で天体乱流にジャイロ運動論を用いる理論的な舞台は整ったので、ここから具体的な研究成果を紹介していく。磁場閉じ込めプラズマを対象としたジャイロ運動論シミュレーションコードは数多くあるが、天体乱流を対象としたものではAstroGKコード[33]が広く使われている。また、磁場閉じ込めプラズマで広いユーザーを持っているGENEコード[34]でも太陽風乱流のシミュレーションが行われている。

3.1 乱流スペクトル

前節で、散逸領域の研究テーマとしてスペクトルの遷移とイオン・電子が重要であると述べた。ここではまずスペクトルの遷移について紹介する。歴史的に一番最初にジャイロ運動論シミュレーションでスペクトル遷移を再現したのはAstroGKを用いたHowesらによる研究[35]である。このシミュレーションでは、太陽から1天文単位にある太陽風を対象にするため、パラメータを $\beta_i = 1$, $T_i/T_e = 1$ としている。ここで T_i/T_e は背景プラズマ中のイオンと電子の温度比である。また、太陽風乱流は慣性

領域がほぼAlfvén的であることがわかっているため[1], Langevin antennaではAlfvén波のみ注入している。計算領域は、慣性領域とイオンスケールを含む $0.4 \leq k_{\perp} \rho_i \leq 8$ に設定されている。シミュレーションの結果、衛星観測結果とコンシステントな $k_{\perp} \rho_i \approx 1$ で遷移するスペクトルが示された。その後、ToldらがGENEコードを用いて、 $0.2 \leq k_{\perp} \rho_i \leq 51.2$ という慣性領域から電子スケールまで含めたマルチスケールシミュレーションに成功している[36]。これは、現在までのところ天体物理において行われたジャイロ運動論シミュレーションで最もグリッド数の大きいシミュレーションである。図4にToldらの計算によって得られたスペクトルを示す。慣性領域で電場・磁場ともに $-5/3$ のべき乗に従うスペクトルが、イオンスケールでは電場がよりshallowに、磁場がよりsteepに変化する。これは太陽風や磁気圏シースの観測と整合するとともに、KAW乱流の理論予測とも合致する*10。

以上の結果は、太陽風を想定したものである $\beta_i = 1$ かつ純Alfvén的に駆動された乱流である。しかし降着円盤や銀河団ガスといった他の無衝突乱流系では、ベータ値はもっと高くなるのが一般的である。また、慣性領域に圧縮的揺動がどれくらい存在するかは全くわかっていない(3.2.1節で述べるように筆者らの最近の研究では、降着円盤で磁場がほぼトロイダル方向を向いているときはSlow波的揺動はAlfvén波的揺動の約2倍の強度で存在する[37])。そこで、筆者らはイオンベータ値 β_i および圧縮的揺動とAlfvén的揺動の注入パワー比 $P_{\text{compr}}/P_{\text{AW}}$ に関するパラメータサーベイを行った[38, 39]。計算量を抑えるためにイオンスケールのみに着目し、イオンはジャイロ運動論的に解き、電子は慣性なしの等温流体*11として扱うハイブリッドジャイロ運動論モデル[24]をAstroGKコードに組み込んだ[40]。

図5は、 $\beta_i = 100$, $T_i/T_e = 1$ の場合のスペクトルである[38]。 $\beta_i = 1$ の場合(図4)と比較すると、 $k_{\perp} \rho_i \approx 1$ 付近

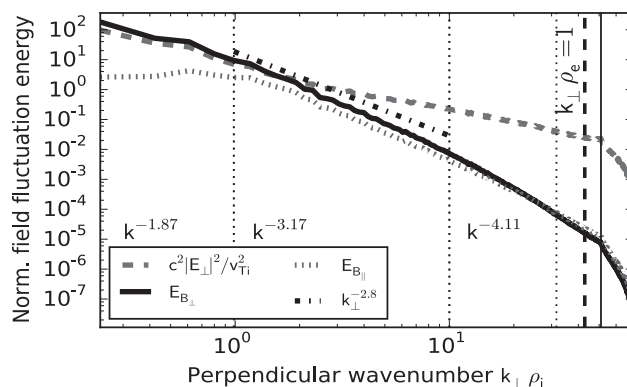


図4 $\beta_i = 1$, $T_i/T_e = 1$ のジャイロ運動論シミュレーションによって得られたKAW乱流スペクトル(文献[36]より転載(reprinted with permission from the American Physical Society))。

*9 太陽風におけるジャイロ運動論の妥当性は文献[30]で詳しく議論されている。

*10 磁場スペクトルに関して、ジャイロ運動論の理論予測は $-7/3$ 乗を導くが、観測やシミュレーションからは、もう少しsteepな -2.8 乗になる。このことはイオンスケールにおける電子のランダウ減衰を考えると説明できる[30]。

*11 電子ジャイロ運動論方程式の慣性を無視し、 $\delta T_e = 0$ を課すことで得られる。

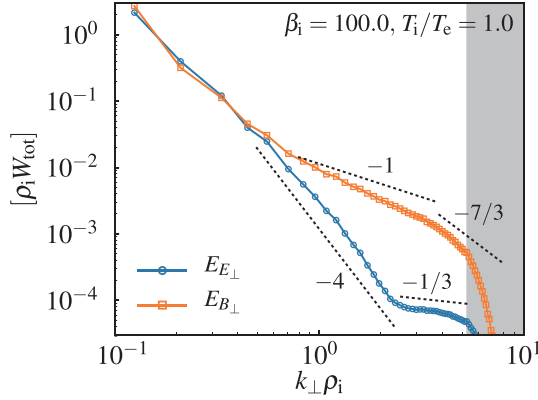


図5 高ベータ KAW 乱流のスペクトル (文献[38]より転載).

で電場と磁場のスペクトルが分離するというのは同じだが、イオンスケールで電場と磁場の大小が逆転している。具体的には、 $\beta_i = 1$ では電場優勢であるが、 $\beta_i = 100$ では磁場優勢となる。このような磁場優勢のスペクトルが KAW 乱流で見つかったのは今回が初めてである。なお、このスペクトルの物理的解釈は KAW の固有関数を考えればわかる。 $k_{\perp}\rho_i \gg 1$ の KAW では

$$\frac{|\delta B_{\perp}|}{|\delta E_{\perp}|} = \frac{c}{v_A k_{\perp}\rho_i} \sqrt{\left(1 + \frac{T_e}{T_i}\right) \left[2 + \beta_i \left(1 + \frac{T_e}{T_i}\right)\right]} \quad (2)$$

となるので[24]、 $\beta_i \gg 1$ であれば、 $k_{\perp}\rho_i \gg 1$ であっても磁場優勢となる。一方、 $k_{\perp}\rho_i \approx 1$ 付近では、電場は k^{-4} でかなり steep、磁場は k^{-1} の shallow なスペクトルとなるが、このスペクトル形状の物理的意味はよくわかっていない。ちなみに、 k^{-1} のスペクトルは粘性領域におけるパッシブスカラーのカスケードに対応しており[41]、MHD 乱流では高磁気プラントル数(すなわち粘性 \gg 電気抵抗)のときに、粘性スケールで磁場エネルギーが k^{-1} になることが知られている[42]。後に示すように、 $\beta_i \gg 1$ ではランダウ減衰によって強いイオン加熱が生じる。このランダウ減衰が実効的に粘性のように働いている可能性があるが、結論づけるためにはさらなる解析が必要である。何れにせよ、このような磁場優勢スペクトルを人工衛星観測で見つけることができれば、高ベータ領域におけるジャイロ運動論の妥当性の検証になる。

次に圧縮的駆動の効果について見てみよう。圧縮的揺動を人工的に立てる方法は一意ではないが、筆者らのシミュレーションではイオンのジャイロ運動論方程式に \mathbf{B}_0 に平行な外力を加えて、圧縮的揺動を駆動した*12。図6は、 $\beta_i = 1$ 、 $T_i/T_e = 1$ で、圧縮的駆動がない場合 ($P_{\text{compr}}/P_{\text{AW}} = 0$) と、圧縮的駆動が Alfvén 的駆動よりも十分大きい場合 ($P_{\text{compr}}/P_{\text{AW}} \gg 1$) のスペクトルである[39]。圧縮的駆動があるために慣性領域で δB_{\parallel} が増加する。 $k_{\perp}\rho_i \ll 1$ では、圧縮的揺動は Alfvén 的揺動に対してパッシブであるので、 u_{\perp} と δB_{\perp} は圧縮的駆動によって変化しない。ところが、 $k_{\perp}\rho_i \sim 1$ で Alfvén 的揺動と圧縮的揺動がカップルするにもかかわらず、 $k_{\perp}\rho_i \geq 1$ における u_{\perp} と δB_{\perp} がほとんど影響を受けていないように見える。

*12 この方法は u_{\parallel} を駆動したことになる。この他にも Maxwell 方程式の方をいじって δB_{\parallel} を駆動する方法も考えられる。

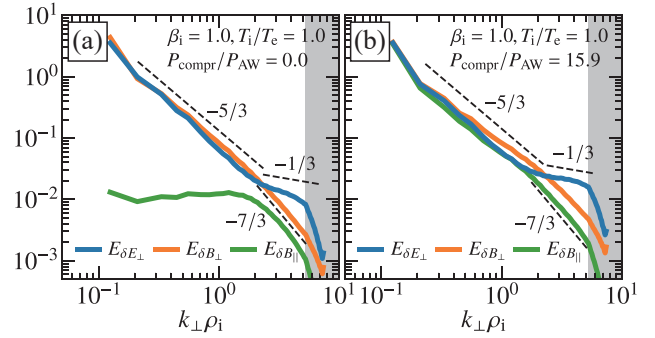


図6 (a) 純 Alfvén 的な駆動と (b) 圧縮的駆動における KAW 乱流スペクトルの比較 (文献[39]より転載)。

すなわち、慣性領域における圧縮的揺動は Alfvén 的揺動と相互作用することなく、そのままイオンのエントロピーカスケードに変換されていることを示唆している。このことは次小節で取り上げるイオンと電子の加熱配分に重要となる。

3.2 イオン・電子の加熱配分

続いて、散逸スケールにおけるもう一つの問題であるイオンと電子の加熱比について取り上げる。ジャイロ運動論を用いて加熱比を求めた研究は、Howes による運動論的 Alfvén 乱流加熱の理論モデル[43]がよく知られているが、本解説では直接数値シミュレーションを用いた研究のみを紹介する。まずジャイロ運動論における加熱が理論的にどのように表現されるかを見てみよう。

ジャイロ運動論では全エネルギー

$$W = \int d^3\mathbf{r} \left(\sum_s \int d^3\mathbf{v} \frac{T_{0s} \delta f_s}{2F_{0s}} + \frac{|\delta \mathbf{B}|^2}{8\pi} \right) \quad (3)$$

の時間変化は $dW/dt = P_{\text{AW}} + P_{\text{compr}} - \sum_s Q_s$ となる。ここで P_{AW} および P_{compr} は、Alfvén 的揺動と圧縮的揺動それぞれについて Langevin antenna によって注入されるパワーである(詳しい定義は文献[39]の式(9)、(10)にある)。また、

$$Q_s = - \int d^3\mathbf{r} \int d^3\mathbf{R}_s \frac{T_{0s} h_s \langle C[h_s] \rangle_{\mathbf{R}_s}}{F_{0s}}, \quad (4)$$

は粒子種 s の加熱を表し、 $h_s = \delta f_s - q_s \phi / T_{0s}$ で、 q_s は電荷量、 ϕ は静電ポテンシャルである。また $C[\dots]$ はクーロン衝突作用素で、 $\langle \dots \rangle$ はジャイロ中心 \mathbf{R}_s を固定したジャイロ平均である。定常状態で時間平均を取れば $P_{\text{AW}} + P_{\text{compr}} = Q_i + Q_e$ となり、外から手で入れたパワーがイオンと電子の加熱として散逸していることを意味する(2.2節で述べたように、背景場は一樣であるので不安定性による駆動の項はない)。

したがって、慣性領域 ($k_{\perp}\rho_i \leq 1$) から電子スケールまで ($k_{\perp}\rho_i \geq 10$)、イオンと電子のジャイロ運動論方程式を十分長時間計算して Q_i と Q_e を求めれば、原理的には加熱比が求まる。それを文字通り忠実にやったのが、前小節で紹介した Toldらによる太陽風乱流 ($\beta_i = 1$ 、 $T_i/T_e = 1$) のマルチスケールシミュレーションである[36]。この計算

では、イオンと電子の加熱は3対7になることが示された。また、加熱のスペクトルから電子加熱はイオンスケール ($1 \leq k_{\perp} \rho_i \leq 10$) で線形ランダウ減衰によって生じ、イオン加熱は電子スケールにおいて生じることも明らかとなった。

しかし、このようなマルチスケールシミュレーションは極めて数値計算コストが高く、 β_i や $P_{\text{compr}}/P_{\text{AW}}$ などのパラメータサーベイを行うことは困難である。そこで筆者らは、前述の通りハイブリッドモデルを解くことで計算量を削減した。ここで、電子加熱を計算しなくてはならないのに電子を流体として扱うことに疑問を持つ読者もいるだろう。このような近似が許される理由は図2を見れば理解できる。乱流カスケードは $k_{\perp} \rho_i \sim 1$ でKAWとイオンのエントロピー揺動に分離し、それらは独立にカスケードして電子加熱とイオン加熱になる。独立にカスケードするという事は、 $k_{\perp} \rho_i \sim 1$ でKAWとイオンのエントロピー揺動に何対何で分かれたかさえわかれば、その比がそのまま電子とイオンの加熱比と同じになる。言い換えると、KAW乱流カスケードを電子ジャイロ運動論を解いて物理的に散逸させても、電子流体モデルに粘性や抵抗を加えて人工的に散逸させても散逸量の値は変わらない*13。したがって、ハイブリッドジャイロ運動論でイオンスケールだけ解けば、加熱比を求めることができる。

図7はハイブリッドジャイロ運動論シミュレーションで得られたイオンと電子の加熱比 Q_i/Q_e の β_i 、 T_i/T_e 、および $P_{\text{compr}}/P_{\text{AW}}$ に対する依存性である。まず、純Alfvén的な駆動 [図7(左)] を見てみよう。 Q_i/Q_e は β_i の増加関数となっている一方で、 T_i/T_e にはほとんど依存していない。また、低ベータ極限で $Q_i/Q_e \rightarrow 0$ になるように見える一方で、高ベータ極限では $Q_i/Q_e \leq 50$ という上限が存在していることが示唆されている。なお、低ベータ極限ですべて電子加熱になることは理論的に証明されている[44]。また、 $\beta_i=1$ 、 $T_i/T_e=1$ のとき $Q_i/Q_e \approx 0.6$ であり、この値はToldらのマルチスケールシミュレーションの結果と正確に一致している。

次に圧縮的駆動がある場合 [図7(右)] を見てみよう。ひと目で明らかなのは、いずれの β_i に対しても Q_i/Q_e が $P_{\text{compr}}/P_{\text{AW}}$ の増加関数になっていることである。すなわち、慣性領域における圧縮的揺動が強いほどイオン加熱が上昇する。図7(右)中の破線は $Q_i/Q_e = P_{\text{compr}}/P_{\text{AW}}$ という関係を示している。この関係を満たしているときは、圧縮的揺動は全てイオン加熱になり、Alfvén的揺動は全て電子加熱になるということの意味している。 $\beta_i < 1$ のときは、ジャイロ運動論の理論計算から $Q_i/Q_e = P_{\text{compr}}/P_{\text{AW}}$ を満たすことが解析的に証明されているが[44]、筆者らのジャイロ運動論シミュレーションでもそのこと

が確認できる。さらに興味深いことに、図7(右)は、 $\beta_i \geq 1$ であっても $P_{\text{compr}}/P_{\text{AW}}$ がある程度大きくなれば $Q_i/Q_e = P_{\text{compr}}/P_{\text{AW}}$ に漸近していくことを示唆している。また、図7(右)には $T_i/T_e=1$ の場合しか載せていないが、上記の性質は T_i/T_e の値に依らないこともわかった。つまり、基本的に慣性領域における圧縮的揺動はイオン加熱へ、Alfvén的揺動は電子加熱に変わるということである。この物理的な解釈は、前小節で紹介した圧縮的駆動があるときの乱流スペクトルから考えることができる。図6から、圧縮的駆動はKAW乱流のスペクトルには影響を及ぼさないとことがわかるのであった。したがって、慣性領域におけるAlfvén的揺動と圧縮的揺動は、有限Larmor半径効果によるカップリングの影響を受けることなく、そのまま電子加熱とイオン加熱に変わるということである。

以上の広大なパラメータ空間のスキャンから、筆者らは下記の式を導いた

$$\frac{Q_i}{Q_e} \left(\beta_i, \frac{T_i}{T_e}, \frac{P_{\text{compr}}}{P_{\text{AW}}} \right) = \frac{35}{1 + (\beta_i/15)^{-1.4} e^{-0.1/(T_i/T_e)}} + \frac{P_{\text{compr}}}{P_{\text{AW}}} \quad (5)$$

現在までのところ、圧縮的揺動を含めた加熱比の式はこれが唯一である(純Alfvén的な場合はHowesによるモデル[43]などが提案されている)。

3.2.1 巨視的スケールとの接続

さて、イオンと電子の加熱比が $P_{\text{compr}}/P_{\text{AW}}$ に強く依存するという事は、加熱比は巨視的な乱流駆動スケールにおいてAlfvén的揺動と圧縮的揺動が何対何で作られるかによって決まっているということの意味している。加熱そのものはジャイロ半径以下の微視的スケールで生じるのにも関わらず、加熱比は巨視的スケールで決まるのである。乱流駆動スケールにおけるAlfvén的揺動と圧縮的揺動の配分は対象のシステムに依存する問題である*14。したがって、巨視的スケールでAlfvén的揺動と圧

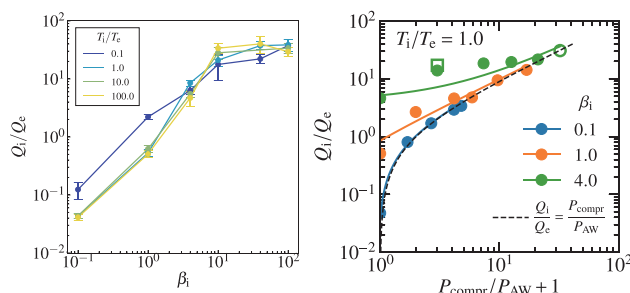


図7 (左) 純Alfvén的な駆動 (文献[38]より転載) および (右) 圧縮的駆動 (文献[39]より転載) におけるイオン・電子加熱比。右図中のマーカー形状の違いは解像度の違いに対応している。

*13 正確には、電子のランダウ減衰は比較的イオンジャイロ半径に近いスケールから効き始めるので、KAWとイオンのエントロピー揺動の配分が電子ランダウ減衰の影響を受ける可能性がある。しかし、高ベータ領域ではイオンランダウ減衰が電子ランダウ減衰を上まわるので、この影響は重要にはならないと思われる。また、筆者らのハイブリッドジャイロ運動論シミュレーション[38]とToldらのマルチスケールジャイロ運動論シミュレーション[36]の加熱比は正確に一致しているの、少なくとも $\beta_i \geq 1$ であればハイブリッドで問題ないだろう。

*14 それに対し上記のジャイロ運動論シミュレーションは具体的な対象を限定していない。例えば(5)は、太陽風にも降着円盤にも使える式である。

縮的揺動の比を求めて、それをジャイロ運動論シミュレーションで使う $P_{\text{compr}}/P_{\text{AW}}$ と接続してやらなければならない。例えば降着円盤では、MRI 駆動乱流における Alfvén 的揺動と圧縮的揺動の比を知る必要があるということである。これを知るためには、簡約化 MHD オーダリング $k_{\parallel}/k_{\perp} \sim \delta B/B_0 \ll 1$ が成立するスケールまでカスケードを解像する必要がある。簡約化 MHD オーダリングが成立すれば、**図 2** からわかるように Alfvén 的揺動と圧縮的揺動がデカップルするので、ジャイロ運動論シミュレーションの $P_{\text{compr}}/P_{\text{AW}}$ として使うことができる。

これが簡単にできるかどうかはケースバイケースである。MRI で乱流が駆動される場合は非常に難しい。なぜかという、MRI のエネルギー注入スケールは波数空間においてブロードバンドであるため、簡単に慣性領域に到達できないからである。慣性領域に到達できなければ、Alfvén 的揺動と圧縮的揺動はカップルしているので、数値解像度を上げれば Alfvén 的揺動と圧縮的揺動の配分が変わる可能性がある。筆者らは最近この問題に対して、簡約化 MHD 近似のもとで MRI を記述できる Rotational Reduced MHD を導出し、降着円盤中で磁場がほぼトロイダル方向を向いているときはパラメータに依らず Alfvén 的揺動と圧縮的揺動の比が 1 対 2 になることを発見した [37]。したがって、 $P_{\text{compr}}/P_{\text{AW}} \approx 2$ を (5) に代入すれば、降着円盤においてイオンは少なくとも電子の 2 倍以上加熱されるということが結論できる。一方で、降着円盤でほぼトロイダルな背景磁場を仮定していいのかわ、簡約化 MHD 近似が成立するのか、といった問題を検証する必要がある。

3.3 位相空間カスケード

本小節では、イオン加熱の物理的メカニズムについて考える。ジャイロ運動論における粒子加熱は (4) で見たように、クーロン衝突作用素によって決まる。ここで賢明な読者は、無衝突プラズマを対象にしているはずなのにクーロン衝突作用素が必要とはどういうことかと疑問に思うことだろう。鍵となるのは分布関数の速度空間における微細構造である。クーロン衝突作用素は大雑把に速度空間の二階微分 $C[h] \sim \nu_{\text{th}}^2 \partial^2 h / \partial v^2$ と書ける。ここで ν は衝突周波数である。したがって、 ν が非常に小さくても分布関数 h が速度空間に細かい構造を持っていれば $\partial^2 h / \partial v^2$ が大きくなるため、有限の加熱を生むことができる。これは丁度、Navier-Stokes 方程式における粘性散逸と同じロジックになっている。Navier-Stokes 方程式の粘性項は、(粘性係数) $\times \nabla^2$ と書けるため、どんなに粘性が小さくても (すなわち高レイノルズ数) であっても、乱流カスケードによって高波数の細かい構造が生まれ、 ∇^2 が大きくなり有限な粘性散逸が生じる。運動論的乱流ではエネルギーは位相空間の中をカスケードしていき、実空間における細かい構造だけでなく速度空間における細かい構造をも生み出す。これにより、無限に小さな衝突周波数であっても加熱が生じることができる。

では位相空間カスケードを定量的に調べるためにはど

うすればよいか。流体乱流の場合は、実空間における構造の“細かさ”を測るためにフーリエ変換をして波数の概念を導入する。同様のことを速度空間にも行い、速度空間中の“細かさ”を定量化したい。しかし分布関数の揺動は $v \rightarrow \pm\infty$ で $\delta f \rightarrow 0$ となるため、フーリエ変換は適切ではない。その代わりにしばしば使われるのが直交多項式による展開である。具体的には、 v_{\parallel} 方向には Hermite 多項式がよく使われる [45, 46]。また、 v_{\perp} 方向には Laguerre 多項式 [47] が使われる*15。ただし、これらはいずれも分布関数の平衡成分 F_0 が Maxwell 分布でなくてはならないことに注意する。

筆者らはハイブリッドジャイロ運動論シミュレーションで得られた分布関数の揺動に Hermite-Laguerre 変換を行い位相空間カスケードを可視化することで加熱メカニズムの解析を行った [38]。具体的には次のように分布関数を展開する。

$$\hat{h}_{m,\ell} = \int_{-\infty}^{\infty} dv_{\parallel} \frac{H_m(v_{\parallel}/v_{\text{thi}})}{\sqrt{2^m m!}} \int_0^{\infty} d(v_{\perp}^2) L_{\ell}(v_{\perp}^2/v_{\text{thi}}^2) h(v_{\parallel}, v_{\perp}^2). \quad (6)$$

ここで $H_m(x)$ および $L_{\ell}(x)$ はそれぞれ Hermite 多項式および Laguerre 多項式である。 m と ℓ はそれぞれ、 v 方向および v_{\perp} 方向の“波数”に相当し、より $m(\ell)$ が大きいということは $v_{\parallel}(v_{\perp})$ 方向に細かい構造があるということの意味する。本解説では v_{\parallel} 方向に焦点を当てる。

ジャイロ運動論では、まず線形 Landau 減衰によって電磁場揺動からエントロピー揺動へエネルギーが渡され、磁力線に沿った粒子のストリーミングによる位相混合によって分布関数が細かい構造を持つようになる [45]。このことはジャイロ運動論方程式そのものを Hermite 変換すると、ballistic 項 $v_{\parallel} \nabla_{\parallel} h$ が $v_{\text{th}} \nabla_{\parallel} (\sqrt{(m+1)/2} \hat{h}_{m+1} + \sqrt{m/2} \hat{h}_{m-1})$ と書き直されることから明らかである [49]。一方で同時に、電磁場の揺動は実空間の中を波数 k が大きい方向へとカスケードしていく。

図 8 (a), (b) はそれぞれ純 Alfvén 的乱流の低ベータ ($\beta_i = 0.1$) および高ベータ ($\beta_i = 100$) におけるイオンエントロピー揺動の位相空間スペクトルである。低ベータのときは m 方向にはあまり位相混合せず、主に k 方向にカスケードしている。すなわち、流体的な乱流になっている。逆に高ベータのときは強い位相混合が見て取れる。これは **図 7** (左) において、 β_i が高いほどイオン加熱が強くなることと対応している。つまり、イオン加熱はランダウ減衰によって引き起こされていることを示している。位相混合と実空間カスケードの競合は、ランダウ減衰時間と渦回転時間のどちらが短いかによる。もし後者の方が短ければある波数 k で位相混合をする間もなく、より実空間の小さいスケールへとカスケードしてしまう。これがまさに **図 8** (a) に相当する。逆にランダウ減衰時間の方が短ければ、実空間をカスケードする前に速度空間の細かい構造が作られる。これは **図 8** (b) に対応する。以上のことは、KAW のランダウ減衰率が β_i の増加関数であると

*15 多項式ではないが、Hankel 変換も使われている [48, 50]。

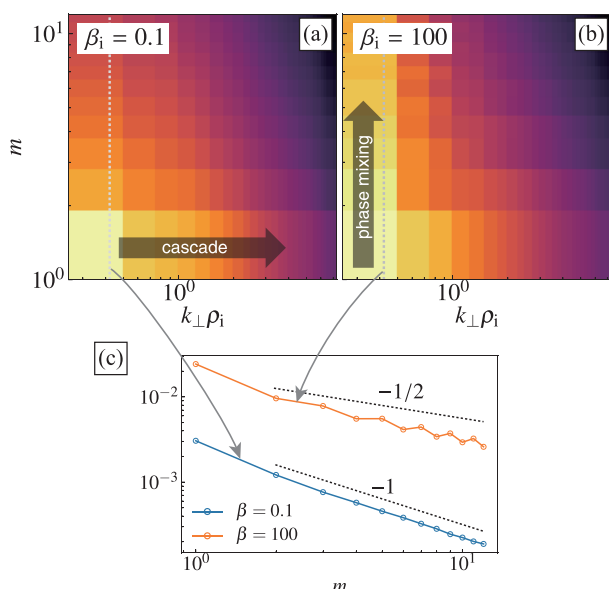


図8 純 Alfvén 的乱流におけるイオンエントロピー揺動の位相空間スペクトル解析 (文献[38]より転載). (a)低ベータ, (b)高ベータの場合. (c) $k_{\perp}\rho_i = 0.33$ で切り出したもの.

いう事実とも矛盾しない.

位相混合と実空間カスケードの競合は m に関するベキ乗則からも判定することができる. 簡約化ドリフト運動論の理論計算から, 位相混合が勝つ場合はエントロピー揺動のスペクトルは $m^{-1/2}$ になり, 逆に実空間カスケードが勝つ場合 m^{-1} になるという予測が導かれている[49]. 実際に図8(c)をみると, 筆者らのシミュレーションにおいても低ベータで m^{-1} , 高ベータで $m^{-1/2}$ になっていることがわかる.

4. 今後の課題と結言

本解説のまとめに入る前に, 3つの留意点を挙げる. この留意点は, 本解説で紹介した天体物理学的ジャイロ運動論の限界を明確にすると同時に, 今後の研究方針を与える道標でもある.

4.1 圧力非等方性

一つ目は圧力非等方性である. 無衝突プラズマの場合, 磁力線平行方向と垂直方向の圧力が一般には異なる. この圧力非等方性の効果は特に高ベータプラズマで重要となる. また, 乱流の駆動スケールと散逸スケールどちらにおいても働く効果である.

まず散逸スケールでの影響について述べる. 上記のジャイロ運動論シミュレーションでは, 分布関数の平衡成分 F_0 を等方的な Maxwell 分布と仮定しているので圧力非等方性の効果は含まれない. しかし Kunz らは, F_0 に bi-Maxwell 分布を用いてイオン・電子加熱比の計算を半解析的モデルで求め, 加熱比が圧力非等方性の値に大きく依存することを示した[51]. この半解析的モデルでは, 乱流カスケードが波数空間における連続の式を満たすと仮定し, 渦回転時間とランダウ減衰率に KAW の線形分散関係の解を用いる[43]. 今後の課題として, 乱流カスケ-

ードも含めてジャイロ運動論シミュレーションで解き, 圧力非等方性と加熱比の関係を調べる必要があるだろう.

次に, 乱流の駆動スケールにおける圧力非等方性の影響について述べる. クーロン衝突の平均自由行程が乱流駆動スケールがよりも大きくなる場合は駆動を MHD で扱うことができなくなる. 例えば, 高温降着円盤では無衝突 MRI を考える必要がある. 圧力非等方性があるときは, 圧力テンソルの発散項が粘性項と同じ働きをする*16. この粘性散逸によって, カスケードがジャイロ半径スケールに到達する前でも加熱が生じる. 無衝突 MRI の場合, Landau 流体[53]や Braginskii 方程式[9]のシミュレーションから, MRI によって注入されたエネルギーのうちおよそ半分が粘性散逸することが示されている. この散逸による加熱の大部分はイオンに渡される. つまり, 3.2節で紹介したジャイロ運動論によるイオン・電子の加熱比は MRI 乱流の場合, トータルの加熱のうち粘性散逸しなかった残り半分がどう配分されるか, ということを議論したに過ぎないことになる.

また, 2節で述べたように, 圧力非等方性が $1/\beta$ 以上になると Firehose 不安定性や Mirror 不安定性が発生するが, これらの不安定性の最大成長モードはジャイロ運動論では取扱えないことも留意する必要がある.

4.2 Alfvén 波の imbalance

二つ目の留意点は Alfvén 波の不均衡性—imbalance—である. Alfvén 波は背景磁場 \mathbf{B}_0 に順方向に伝播するものと逆方向に伝播するものがあるが, この2種類の Alfvén 波のフラックスが異なるときに imbalance していると言う. 太陽風では Alfvén 波は imbalance しているが[1], MRI 乱流ではほぼ完璧に balance している[54].

本解説で紹介したジャイロ運動論シミュレーションは全て, balance するように Langevin antenna が乱流を駆動している. しかし最近の研究で, imbalance した Alfvén 乱流では Helicity barrier と呼ばれる効果[55]によってイオンサイクロトロン加熱が起こることが示された[56]. ここでは Helicity barrier の詳細なメカニズムには立ち入らないが, 端的に言うに imbalance していると, イオンジャイロ半径スケールでカスケードが堰き止められてしまい, 揺動の振幅が増大していき $\delta B/B_0 \sim k_{\parallel}/k_{\perp} \sim 1$ となる. すると 2.1節のロジックに従って $\omega/\Omega_i \sim 1$ となり, イオンサイクロトロン加熱が発動する. これはジャイロ運動論では扱えない加熱プロセスであり, Vlasov 方程式を解かなくては調べることができない.

4.3 相対論効果

三つ目の留意点は相対論効果である. 高エネルギー天体現象の場合, 相対論効果は無視することができない. 例えば, 高温降着円盤のブラックホール近傍では, 電子の熱エネルギーが静止エネルギーと同程度までになる (一方イオンは非相対論的である). 相対論効果は問題を難しくする側面と簡単にする側面がある. 簡単になることは, あらゆる速度がほぼ光速のみになるので取り扱い易くな

*16 Braginskii 粘性とも呼ばれる. Braginskii 方程式自体は衝突率が高いことを要請するが, 無衝突 (例えば運動論的 MHD[52]) であっても粘性散逸は生じる.

ることである。また慣性が熱エネルギーによって決まるので、イオンと電子の質量比をある程度隠蔽することができる。逆に、難しくなることはFast波がAlfvén波と強くカップルするようになることである[57]。しかし、相対論的簡約化MHDは非相対論的簡約化MHDと全く同じ形になるので[58]、 $\delta B/B_0 \sim k_{\parallel}/k_{\perp} \ll 1$ が成立さえすれば非相対論のときと同様の議論が展開できる。なお、一般相対論効果については巨視的スケールでは重要となるが散逸スケールでは殆ど効かないと考えられている。

本解説で紹介したジャイロ運動論の研究は、すべて非相対論的である。相対論的ジャイロ運動論自体は文献[59]で導出されているが、筆者の知る限りではまだ無衝突乱流の研究に使われたことはない。相対論的ジャイロ運動論の無衝突乱流への応用と相対論的PICシミュレーション[32]との比較はとても興味深い課題である。

4.4 おわりに

本解説では、ジャイロ運動論の天体現象への応用として、散逸領域におけるKAW乱流スペクトルとイオン・電子の加熱配分を取り上げた。ジャイロ運動論は実験室プラズマの性質を説明できるように組み上げられた高度なモデルであり、これを宇宙へ応用するというのはとても自然な試みである。特に、ジャイロ運動論オーダリングをかけて本質的と思われる物理現象以外を削ぎ落とす手法は、長年の磁場閉じ込めプラズマ理論の発展で生み出された妙技である。一方で、やや独特な理論的取り扱いのせいなのか、ジャイロ運動論は天体物理学コミュニティには殆ど浸透していない。逆に核融合コミュニティは、ジャイロ運動論の天体現象における妥当性に不案内であることが多い。本解説が核融合科学と天体物理学の架け橋となり、学融合研究発展の助けとなれば幸甚である。

謝辞

本解説記事で紹介した内容はAlexander Schekochihin氏、Matthew Kunz氏、Michael Barnes氏、William Dorland氏との議論を通して学んだところが大きく、彼らに深く感謝いたします。また、本解説記事の執筆はJSPS科研費20K14509の助成を受けました。本記事中で紹介した研究のうち、筆者が行ったものはJSPS科研費19K23451および20K14509助成を受け、数値シミュレーションは国立天文台天文シミュレーションプロジェクト(XC50)、東京大学情報基盤センター(Oakforest-PACS, Oakbridge-CX)、九州大学情報基盤研究開発センター(ITO)、名古屋大学情報基盤センター(不老)の資源を利用しました。

参考文献

[1] C.H.K. Chen, *J. Plasma Phys.* **82**, 535820602 (2016).
 [2] C.C. Chaston *et al.*, *J. Plasma Phys.* **100**, 175003 (2008).
 [3] D.J. Gershman *et al.*, *Geophys. Res. Lett.* **46**, 7157 (2019).
 [4] J. Shimoda *et al.*, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **480**, 2200 (2018).

[5] S.A. Balbus and J.F. Hawley, *Astrophys. J.* **376**, 214 (1991).
 [6] B.R. McNamara and P.E.J. Nulsen, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **45**, 117 (2007).
 [7] V. Zhdankin *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **118**, 055103 (2017).
 [8] L. Comisso and L. Sironi, *Phys. Rev. Lett.* **121**, 255101 (2018).
 [9] P. Kempster *et al.*, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **486**, 4013 (2019).
 [10] P. Sharma *et al.*, *Astrophys. J.* **637**, 952 (2006).
 [11] J. Squire *et al.*, *J. Plasma Phys.* **83**, 905830613 (2017).
 [12] M.A. Riquelme *et al.*, *Astrophys. J.* **755**, 50 (2012).
 [13] M. Hoshino, *Phys. Rev. Lett.* **114**, 061101 (2015).
 [14] M.W. Kunz *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **117**, 235101 (2016).
 [15] F. Bacchini *et al.*, *Astrophys. J.* **938**, 86 (2022).
 [16] A.A. Schekochihin, *J. Plasma Phys.* **88**, 155880501 (2022).
 [17] F. Sahraoui *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 231102 (2009).
 [18] C.H.K. Chen and S. Boldyrev, *Astrophys. J.* **842**, 122 (2017).
 [19] S.R. Cranmer *et al.*, *Astrophys. J.* **702**, 1604 (2009).
 [20] T. Manmoto *et al.*, *Astrophys. J.* **489**, 791 (1997).
 [21] EHT Collaboration, *Astrophys. J. Lett.* **875**, L5(2019).
 [22] P.H. Rutherford and E.A. Frieman, *Phys. Fluids* **11**, 569 (1968).
 [23] 洲鎌英雄：プラズマ・核融合学会誌 **79**, 107 (2003).
 [24] A.A. Schekochihin *et al.*, *Astrophys. J. Supp. Ser.* **182**, 310(2009).
 [25] G.G. Howes *et al.*, *Astrophys. J.* **651**, 590 (2006).
 [26] C.Z. Cheng and A.T.Y. Lui, *Geophys. Res. Lett.* **25**, 4091 (1998).
 [27] R.H. Kraichnan, *Phys. Plasmas* **8**, 1385 (1965).
 [28] P. Goldreich and S. Sridhar, *Astrophys. J.* **438**, 763 (1995).
 [29] S. Boldyrev, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 115002 (2006).
 [30] G.G. Howes *et al.*, *J. Geophys. Res.* **113**, A05103 (2008).
 [31] J.M. TenBarge *et al.*, *Comput. Phys. Commun.* **185**, 578 (2014).
 [32] V. Zhdankin *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **122**, 055101 (2019).
 [33] R. Numata *et al.*, *J. Comp. Phys.* **229**, 9347 (2010).
 [34] F. Jenko *et al.*, *Phys. Plasmas* **7**, 1904(2000).
 [35] G.G. Howes *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 065004 (2008).
 [36] D. Told *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **115**, 025003 (2015).
 [37] Y. Kawazura *et al.*, *J. Plasma Phys.* **88**, 905880311 (2022).
 [38] Y. Kawazura *et al.*, *Proc. Nat. Acad. Sci.* **116**, 771 (2019).
 [39] Y. Kawazura *et al.*, *Phys. Rev. X* **10**, 041050 (2020).
 [40] Y. Kawazura and M. Barnes, *J. Comp. Phys.* **360**, 57 (2018).
 [41] G.K. Batchelor, *J. Fluid Mech.* **5**, 113 (1959).
 [42] J. Cho *et al.*, *Astrophys. J.* **566**, L49 (2002).

- [43] G.G. Howes, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **409**, L104 (2010).
- [44] A.A. Schekochihin *et al.*, *J. Plasma Phys.* **85**, 905850303 (2019).
- [45] T.H. Watanabe and H. Sugama, *Phys. Plasmas* **11**, 1476 (2004).
- [46] A. Zocco and A.A. Schekochihin, *Phys. Plasmas* **18**, 102309 (2011).
- [47] N.R. Mandell *et al.*, *J. Plasma Phys.* **84**, 905840108 (2018).
- [48] T. Tatsuno *et al.*, *J. Plasma Phys.* **103**, 015003 (2009).
- [49] A.A. Schekochihin *et al.*, *J. Plasma Phys.* **82**, 905820212 (2016).
- [50] 龍野智哉：日本物理学会誌 **67**, 640 (2012).
- [51] M.W. Kunz *et al.*, *J. Plasma Phys.* **84**, 715840201 (2018).
- [52] R.M. Kulsrud, *Handbook of Plasma Physics, Volume 1*, edited by A.A. Galeev and R.N. Sudan (North-Holland, Amsterdam, 1983) p.1.
- [53] P. Sharma *et al.*, *Astrophys. J.* **667**, 714 (2007).
- [54] G. Lesur and P.Y. Longaretti, *Astron. Astrophys.* **528**, A17 (2011).
- [55] R. Meyrand *et al.*, *J. Plasma Phys.* **87**, 535870301 (2021).
- [56] J. Squire *et al.*, *Nat. Astron* **6**, 715 (2022).
- [57] M. Takamoto and A. Lazarian, *Astrophys. J. Lett.* **831**, L11 (2016).
- [58] J.M. TenBarge *et al.*, *J. Plasma Phys.* **87**, 905870614 (2021).
- [59] A.J. Brizard and A.A. Chan, *Phys. Plasmas* **6**, 4548 (1999).



かわづら ようへい
川面 洋平

東北大学学際科学フロンティア研究所助教。
2013年東京大学新領域創成科学研究科 博士(科学)。東京大学助教、オックスフォード大学博士研究員を経て、2019年より現職。高温降着流の磁気乱流に関する理論・シミュレーション研究を中心に進めています。最近は実験室プラズマ、スペース、高エネルギー天体の研究会合にお邪魔して多くの方から刺激を受けています。