



解説

乱流プラズマ研究の位相空間への展開

Development of Plasma Turbulence Research into Phase Space

小菅 佑輔^{1,2)}, マキシム・ルスユル³⁾

KOSUGA Yusuke^{1,2)} and LESUR Maxime³⁾

¹⁾九州大学高等研究院, ²⁾九州大学応用力学研究所, ³⁾伊藤極限プラズマ研究連携センター

(原稿受付: 2014年3月20日)

本解説では、位相空間プラズマ乱流について解説する。ランダウ減衰などの波-粒子相互作用や、BGK 解による位相空間渦の形成機構の記述など、位相空間の自由度に着目したプラズマ研究は、その黎明期より長い歴史をもっている。現在では、実空間におけるプラズマ乱流研究が大きく進展しているが、近年の実験において、局所加熱に対するプラズマ全体にわたる乱流の「瞬間的応答」など、位相空間を考えることで説明が可能となる種々の現象が観測され、位相空間を取り入れた研究が近年再び注目を集めている。本解説では、こうした位相空間から見たプラズマ乱流について、初期の研究で提唱された概念、それを受けた近年の研究動向、位相空間乱流理論の核融合への応用について紹介し、位相空間乱流研究の将来展望について述べる。

Keywords:

plasma turbulence, phase space, subcritical instability, transport, application to fusion confinement

1. はじめに

天体現象の解明や核融合の閉じ込め特性の理解をめざし、プラズマ乱流研究が進められてきた。プラズマ乱流研究に特徴的な一つの点は、実空間の現象を理解する際に、速度空間を併せた位相空間の立場からプラズマ乱流のダイナミクスを考えることが重要となる点がある[1-7]。こうした性質はプラズマ研究の黎明期から注目され、波-粒子相互作用によるランダウ減衰や、BGK 解としての位相空間渦の記述などの研究が進められてきた。

近年、こうした速度空間の自由度を取り入れた位相空間乱流理論が再び注目を浴びつつある[8-11]。その背後にある理由として、i) 通常の流体乱流との類似性に着目した普遍的な理解が進み、プラズマ特有の速度空間の次元を考える時代がきたこと[9]、ii) 実験による輸送束と勾配のヒステリシスの実証[12,13]を契機として、乱流輸送像の拡張の必要性が認識され、速度空間の自由度がその方向性を与えること[14,15]、iii) 計算機能力の向上を受け、数値ノイズを含まない詳細な検証や十分な速度空間解像度をもった運動方程式の直接積分が可能となりつつあること[16]、などが考えられる。いずれにせよ、プラズマ乱流研究を位相空間へと展開していく時代がきたといえるであろう。

本解説では位相空間を含むプラズマ乱流像について、その基本的な概念と応用について、歴史的発展をふまえて解説する。2章では簡略化された1次元非磁化プラズマを対象とし、基本となる概念、位相空間乱流の要素、位相空間乱流が引き起こす代表的な現象について解説する。3章で

はその応用例として、磁化プラズマへの展開例としてのドリフトホールやグラニュレーション、高エネルギー粒子が関わる現象、熱輸送束と勾配のヒステリシスと速度空間をゆがめる力との関係について解説する。4章はまとめと将来展望である。

2. 位相空間乱流のその起源と概念

2.1 速度空間での非線形性：静電粒子捕捉

まず始めに、代表的な速度空間の効果として、波と粒子の共鳴相互作用について簡単に説明する。最も単純な場合として、単色な静電ポテンシャル

$$\varphi(x, t) = \varphi_0 \cos(kx - \omega t), \quad (1)$$

を与えられたときの粒子のダイナミクスを考える。ここで、 φ_0 は揺動の最大振幅、 k は波数、 ω は振動数である。波の位相速度で移動する系に移ると、粒子のハミルトニアンは

$$H = \frac{1}{2}mv'^2 + q\varphi_0 \cos(kx'), \quad (2)$$

で与えられる。ここで、 m は質量、 q は電荷、 $x' = x - (\omega/k)t$ は位相速度のフレームでみた位置である。このとき、粒子の運動は、粒子がもつエネルギーによって大きく2つに大別される。 $H > -q\varphi_0$ が成り立つ場合には、波の振幅がそれほど大きくなく、波と粒子の相互作用は弱い。このとき粒子の軌道はわずかに乱される程度である。このような場合には、粒子の波への影響を線形に取り扱うことができる。その一方で、 $H < -q\varphi_0$ が成り立てば、波か

ら粒子への効果が強くなり、粒子の軌道の変化を考慮する必要が出てくる。この場合、粒子の速度がゼロとなる点が現れ、その場所で粒子は跳ね返される。すなわち粒子が波に捕捉される（静電捕捉）。このとき、捕捉に伴う典型的な周波数は、 $\omega_b = \sqrt{|q\phi_0|/m}$ で与えられる。ここで述べた過程と、振り子の動力学との類推に注意されたい。

ここで述べた考え方を、典型的な乱流研究の言葉へと翻訳すると、弱い相互作用の場合には、共鳴相互作用の波の線形不安定性への影響を調べるにとどまる。その一方で、静電捕捉が生じる状況では、粒子が波を励起し、励起した波による粒子への非線形なフィードバックを考慮する事に相当する。また、捕捉が生じる場合には、位相空間での軌道が閉軌道を描いている。乱流場を考えると、位相空間における渦が生じていることに相当する（図1）。この点については次節でより詳しく説明する。

2.2 位相空間乱流の要素

2.2.1 BGK 渦

位相空間乱流の典型的な要素であるBGK渦の形成過程について説明する[17]。一般的に、BGK解はVlasov-Poisson系の厳密解として構成される。任意の波形に対し、共鳴粒子の分布関数を調整することで自己無撞着な静電ポテンシャルを得ることができる。ここでは、その一例として、Bump-on-Tail型の不安定性の数値解で観測されるBGK渦について説明する（図1）。1次元のプラズマを考え、イオンは動かず準中性を保つための背景電荷として取り扱う。共鳴部 ($v = v_R$) において、摂動が共鳴電子により成長する。共鳴部のまわりに、幅 $\Delta v \sim \sqrt{q\phi/m}$ をもった捕捉

領域が拡大し、分布関数の平坦化を引き起こし飽和する。最終的な非線形段階において、分布関数はアイランド構造をもつ。位相空間内には、BGK渦が形成されていることがわかる。

2.2.2 位相空間ホール

位相空間ホールは、BGK渦に似た位相空間構造であり、位相空間渦内に生じた局所的な位相空間分布密度のくぼみを伴う。図2に、電子密度揺動、静電ポテンシャル、位相空間渦が作り出す電子ホールの例を示す。[18]で示されているように、位相空間分布関数にくぼみを伴うBGK解は、質量、運動量、エネルギーの保存の拘束化で最大のエントロピー状態として理解される。図1(b)に、波の減衰を取り入れたBump-on-Tail不安定性の非線形段階における、数値的に確認された位相空間ホールの例を示す。複数の位相空間ホールが形成され、共鳴部から離れていく。位相空間ホールのダイナミクスは、例えばホールと波との運動量交換から生じる。一般的に、初期条件として単色波を与えた場合でも、最終的には様々な強度をもつホールが共存する。これらのホールはゼロあるいは負のエネルギーをもつ準粒子とみなす考え方もある[2]。

位相空間ホールの存在は、2ビーム不安定性の数値実験にて予測され[19]、理論的な裏付け[18,20]が与えられ、そして宇宙空間プラズマや実験室プラズマなどの様々なプラズマで実験観測された[3,21-24]。例を挙げると、直線装置における大強度ポテンシャルパルスを用いた生成[21,22]、磁気再結合時における電子ホールの生成[23]、そして地球磁気圏や惑星間空間における観測[3]などがある。核融合装置では、間接的ではあるが、磁場揺動での掃引現象[24]の原因として考えられている。

プラズマ、流体、その他の集団的システムにおける位相空間ホールや渦に関するより詳細な情報については最近の総説[3,11]を参照されたい。

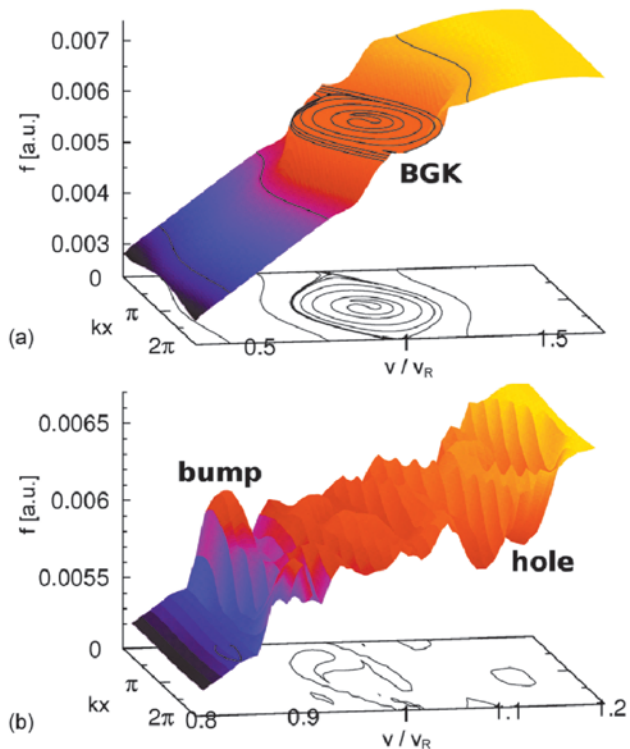


図1 a.) BGK渦の例。共鳴速度の周辺に、幅 Δv をもった速度空間アイランドが形成されていることがわかる。b.) くぼみとこぼの形成と伝搬。

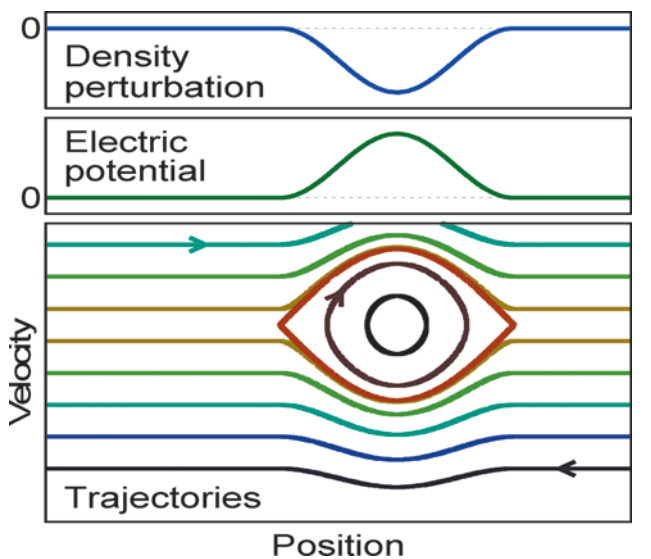


図2 電子ホールの模式図。上から、電子密度揺動、静電ポテンシャル、位相空間の軌跡。

2.2.3 グラニュレーション

上記2項目で説明された位相空間構造, すなわち BGK 渦や位相空間ホールは, 共鳴粒子がコヒーレントに波に捕捉される場合に生じる. 対照的に, 乱流場を考えると, 共鳴粒子の捕捉は散乱過程によって壊されることがある. このような場合には, 有限な寿命を持った位相空間構造, グラニュレーション[25]が形成される.

より抽象的な言い方をすると, グラニュレーションは位相空間流体中の統計的な渦 (eddys, coherent な vortex とは区別される) と考えることができる [9, 25]. コヒーレントな BGK 渦が, 非捕捉過程に伴って引きちぎられる. このような状況においては位相空間中には統計的な渦の集団が形成される. このような渦は, プラズマ中の様々な現象 (亜臨界不安定性や動的摩擦による輸送) の原因となる. グラニュレーションが引き起こす不安定性や輸送については, 次節で紹介する.

2.3 位相空間乱流が引き起こす現象

2.3.1 周波数シフトと掃引現象

非線形周波数掃引現象は, モード周波数やモード構造の時間発展よりもはるかに速い時間スケールをもつ, 時間に依存する周波数のシフトである. 掃引現象を記述するモデルが, Berk と Breizman によって開発されている (BBモデル) [26-30]. BBモデルは一次元プラズマにおける波と粒子の非線形相互作用を記述することができる Bump-on-Tail モデルの拡張であり, 衝突と背景プラズマによる散逸を含んでいる. 単純化されたモデルではあるが, 豊かな非線形な振舞を示す. とりわけ, 衝突周波数が線形不安定性の成長率よりも低い場合, 非線形飽和後の電場の周波数が, 高低両方向に掃引される (図3 (a)).

掃引現象の背後にある原因として, 位相空間のくぼみ (hole) とこぶ (bump) の伝搬が考えられている (図1 (b)) [31-33]. BGK アイランドから生じた後, くぼみ (こぶ) は速度方向に加速 (減速) する. それに伴い, 周波数が $\delta\omega = k\delta v$ のように変化する. 掃引現象の特徴として, 掃引率, 寿命, 頻度, 非対称性, などが, 線形成長率や衝突度の関数として詳細に研究されている [34-39].

2.3.2 亜臨界不安定性

位相空間ホールは自由エネルギーを解放するための新しいルートを与える. 自由エネルギーの通常の解放機構は, 線形波の不安定性によって説明される. それに加え, 位相空間ホールが緩和に寄与する. 位相空間ホールによる緩和は, 初期の揺動強度が十分強ければ, 線形な波が安定であるようなプラズマパラメータ領域でもおきる [16]. 図4に, BBモデルにおける亜臨界不安定性の数値実験の結果を示す. 線形安定なパラメータをもつプラズマに対して, 揺動強度が臨界強度を超えた場合に, 乱流強度が増加していることがわかる. 数値実験による亜臨界不安定性は, 文献[40-44]でも報告されている.

2.3.3 輸送

ここでは位相空間乱流が引き起こす輸送現象に着目し, その特徴について述べる. 位相空間乱流が引き起こす輸送現象の特徴を捉えるために, まず通常の非磁化1次元プラ

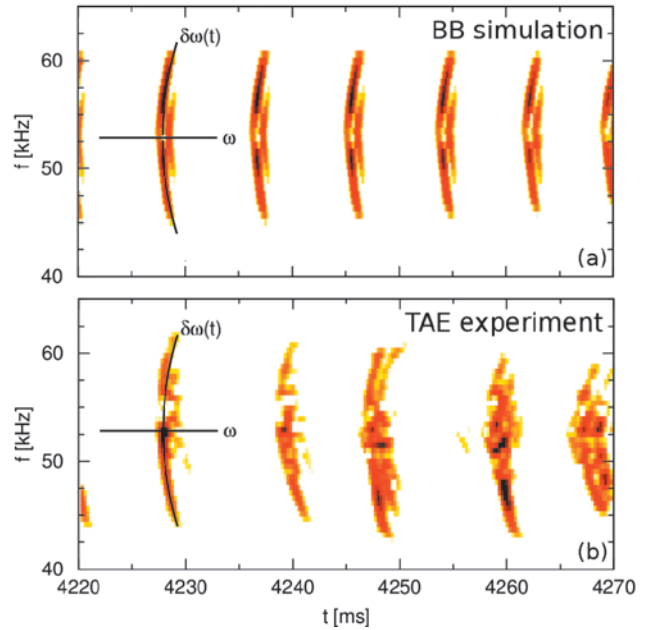


図3 掃引現象の例. a) 1次元 BB モデルのシミュレーション結果. b) 実験 (JT60-U, ショット番号 E32359) で得られた掃引現象. [68]より引用.

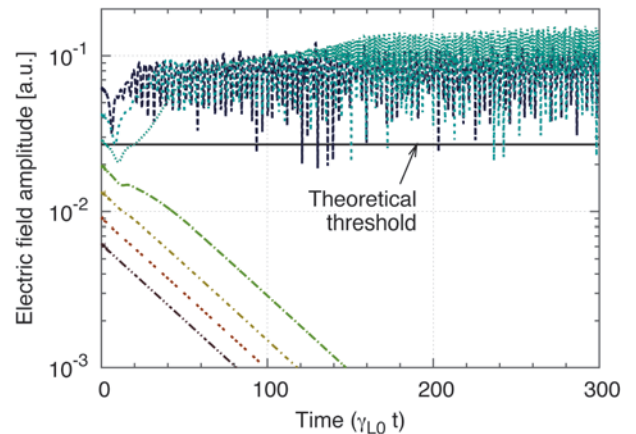


図4 亜臨界不安定性の強度依存性. [16]より引用.

ズマでの準線形拡散による輸送像を思い起こそう. すなわち, Bump-on-Tail や電流などの自由エネルギーにより引き起こされる不安定性が, 電場揺動を引き起こす. 電場の揺動が, 粒子を確率的に加速させ. 粒子の速度のランダムウォークにつながり, 分布関数の速度空間における準線形拡散が起こる.

対照的に, 強い共鳴が生じ, 粒子捕捉による位相空間構造が生じている場合を考える. すなわち, 共鳴によって相関した複数の共鳴粒子が一つの塊として振る舞い, 互いに散乱しあうと考える [9, 25, 45, 46]. すると, 乱流場による散乱過程のみならず, 粒子塊が感じる動的摩擦も輸送に寄与する. 全輸送束は, 波による拡散的な項と併せて, レナード・バレスク型となる. 動的摩擦を介して, 粒子塊が異常抵抗を及ぼすことが指摘されている [45].

3. 様々な応用

3.1 不均一磁化プラズマにおける低周波乱流

ここでは、位相空間の効果、核融合装置などの不均一磁化プラズマにおける、ドリフト周波数帯の乱流にどのように現れるのかについて議論する。

3.1.1 ドリフトホール

コヒーレントな位相空間構造は磁化プラズマにおいても生じる。その一例として、一方向に強く磁化された直線プラズマに生じるドリフトホール[47]について説明する。磁場方向の運動は、2節で述べた考え方がそのまま応用できる。すなわち、磁場方向に伝わる波と、磁場方向に動いている粒子との相互作用が起こる。共鳴相互作用が強く、粒子が波に捕捉される場合に、 (z, v_z) からなる位相空間に置ける渦が形成される。このとき垂直方向を考えると、局所的に捕捉された粒子がポテンシャルを作り出し、 $E \times B$ 渦を作り出す。

一旦形成されると、ドリフトホールは自由エネルギーを解放し成長する。その過程を図5に示す。例えば、電子ドリフトホールを考えると、イオンを散乱することで勾配に抗って伝わることができ、電子ドリフトホールが深くなる。この成長機構の重要な点は、重臨界な状況においても成長が起こることである。すなわち、ドリフト波が線形安定な状況において、ドリフトホールが重臨界的に成長し、

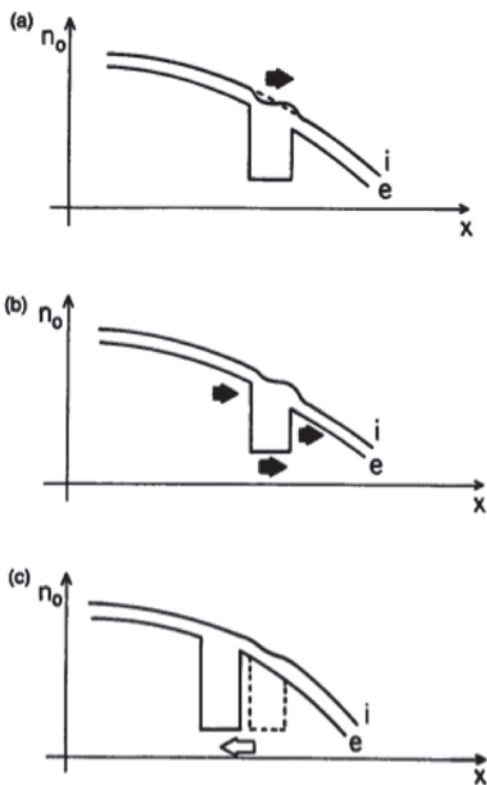


図5 ドリフトホールが成長する過程の模式図。ここでは電子ホールを考えている。a)電子ホールのいる箇所、イオンの輸送を考える。b)イオンの輸送に伴い、電子が引きずられるようにして出ていく。c)その結果、電子自体の不足、すなわち電子ホールが勾配に抗って伝わる。密度の保存($dn/dt=0$)から、電子ホールの深さは深くなり、成長につながる。[47]より引用。

自由エネルギーを解放する。

より最近の発展として、ドリフトホールが、帯状流[48,49]と相互作用することにより、その成長が抑制されることが理論的に示された[50]。ドリフトホールが自由エネルギーを解放して成長する一方で、帯状流の成長につながる。帯状流からのフィードバックとして、ドリフトホールをシア共鳴によって吸収する。その結果、ドリフトホールの成長が抑制され、最大強度が帯状流の減衰率によって制御される。これは、ドリフト波-帯状流が互いに抑制し合う機構との類似機構である[51,52]。帯状流が捕食者の役割を果たし、非捕食者であるドリフトホールは、捕食者である帯状流の減衰によって決まる。

3.1.2 磁化プラズマにおけるグラニュレーション

統計的なグラニュレーションは磁化不均一プラズマでも形成されることが理論的に指摘されている[53-55]。例えば、核融合装置における磁場により捕捉された粒子は、歳差運動共鳴により相関した共鳴粒子塊を作り得る。磁場に閉じ込められた捕捉粒子は、バナナ軌道を描くので、この際生じる粒子塊はバナナの束とも見なせる。(図6)

磁場捕捉イオンからなるグラニュレーションの輸送への影響は文献[54,55]で報告されている。文献[54,55]では、捕捉イオングラニュレーションが生じた場合には、電子からの動的摩擦によりイオンの異常熱輸送が生じる可能性が指摘された。図7に示されているように、共鳴により相関した捕捉イオンが、電子により径方向に引きずられるようにして出ていく。この過程に伴う輸送係数が求められている。イオンの熱拡散係数は、電子の熱拡散係数に比例する。イオン温度勾配がしきい値を超えると大きな輸送が起こり、温度分布の形をしきい値近傍付近の値に押し込め込む。

このようにして生じる輸送過程は、帯状流に結合することで抑制される[56-58]。概念的には、イオンのグラニュレーションが電子に引きずり出されていく過程で、垂直面内の $E \times B$ 渦を傾かせる(図7)。その結果、流れの加速を引き起こし、捕捉イオングラニュレーションの径方向の輸送を軽減する。この過程は捕捉イオンと帯状流が及ぼし合う動的摩擦として定式化される。グラニュレーションによる輸送が帯状流により抑制されることを示すと同時に、シア流れがグラニュレーションにより駆動されることを示している。従来の流体的ドリフト波乱流が引き起こす帯状流



図6 捕捉粒子がつくるグラニュレーションの概念図。トロイダル方向に歳差運動を行っているバナナ粒子が、共鳴によって相関し、正味の粒子塊として振る舞う。

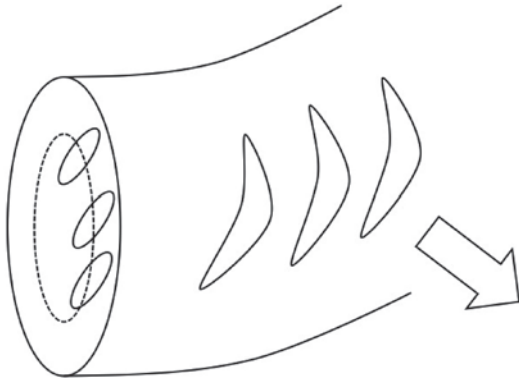


図7 動的摩擦による輸送の模式図。例として、捕捉イオンからなるグラニュレーションを考えている。電子が外向きに輸送される際、捕捉イオンの塊が引きずられるようにして外向きに輸送される。その一方で、この過程は、垂直平面内にある $E \times B$ 渦を傾かせ、帯状流を加速する。この結合のため、電子が及ぼす外向きへ出て行く力（動的摩擦）は軽減され、輸送の抑制へと繋がる。

の駆動とは異なる、速度空間自由度を取り込むことで初めて理解することができる駆動機構である。

3.2 核融合装置における高エネルギー粒子

燃焼プラズマにおいて生成される高エネルギー粒子（アルファ粒子）の閉じ込めは、第一壁への熱粒子負荷や燃焼維持のためのプラズマ再加熱などの観点から核融合装置内においても重要な問題である。精力的に取り組まれている問題としては、損失機構の原因解明や、周波数の掃引現象がある。損失機構の解説についてはレビュー[59, 60]にゆずり、ここでは周波数掃引について説明する。

高エネルギー粒子とアルフヴェンモードが相互作用している場合には、周波数の掃引が起こる。緩和時間と比べて早い時間スケールをもつ、共鳴周波数の10%–30%にあたる周波数掃引が観測されている。

トロイダルアルフヴェン固有モード (TAE) に着目した解析例を紹介する。(ベータ誘起アルフヴェンモード (BAE) については文献[61]、高エネルギー粒子モード (EPM) については文献[62]で紹介されている。) 図3 (b) にJT-60UのTAE周波数付近の磁場のスペクトログラムを示す。こうした、実験的に掃引を伴うTAEは様々な数値シミュレーション[63-65]で再現されている。BerkとBreizman達によって開発されたモデルでは、共鳴条件が満足される位相空間面付近におけるTAEの動力学を記述する方程式系を1次元ハミルトニアン力学系で置き換える[65]。その結果、高エネルギー粒子とTAEとの共鳴相互作用は、1次元プラズマのBBモデルによって解析できる。BBモデルによって得られた結果は、TAE実験[66, 67]を定性的かつ定量的に再現することが報告されている[68]。

3.3 プラズマ乱流の瞬時応答

ここでは、位相空間の効果を取り入れた乱流理論の一つの進展として、乱流の位相空間をゆがめる力を介した加熱への瞬時応答という考え方を解説する[14, 15]。まず、理論研究の進展の契機となった実験事実について述べる。従来の考え方では、静的なパワーバランスを用いて評価された「静的」な輸送係数と、ヒートパルスなどの摂動を加えた際

の「動的」なプラズマでの輸送係数が評価されていた[69-71]。静的な状態の輸送係数に比べ、動的な輸送係数の絶対値は非常に大きな値をとることが知られており、乱流輸送研究の未解決な問題として認識されていた。より近年のLHDにおける実験により、これらの見方はどちらもプラズマの「平均化」されてしまった性質であり、本来のプラズマは熱流束と勾配との間にヒステリシスを有し、単純な拡散係数で輸送現象を理解できないことが実証された[13] (図8)。

LHDでの実験結果が示唆する重要な点は、乱流には二つの時間スケールが埋め込まれているということである。ひとつは、ヒステリシスループのなだらかな勾配に表されている部分での時間スケールであり、もうひとつは加熱を入れたり切ったりした瞬間の速い応答、すなわちヒステリシスループの急峻な変化部分に関わる時間スケールである。

なだらかな部分での時間スケールは、輸送の時間スケールで決まる。加熱をしている間、輸送が起こり、分布が変化する(図9)。分布が変化することにより、乱流の駆動力が変化し、乱流特性に変化が生じる。この機構では乱流の

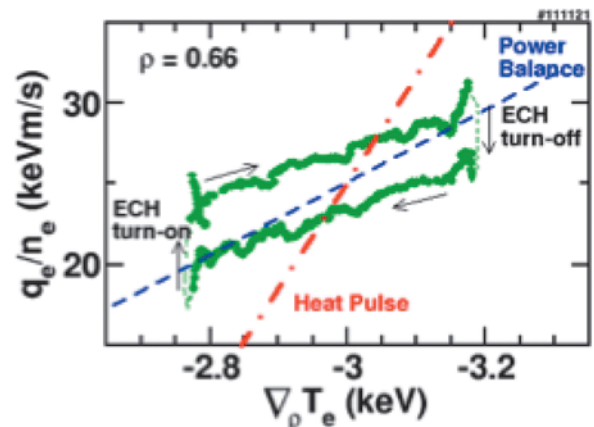


図8 熱輸送束と勾配の関係。従来の静的なパワーバランスによる拡散係数 (青)、動的輸送の強さを表すために用いられる実効的な拡散係数 (赤)、輸送束と勾配のヒステリシスループ (緑)。従来の拡散係数 (青、赤) はヒステリシスループの平均化された情報しか含まないことが見て取れる。[13]より引用。

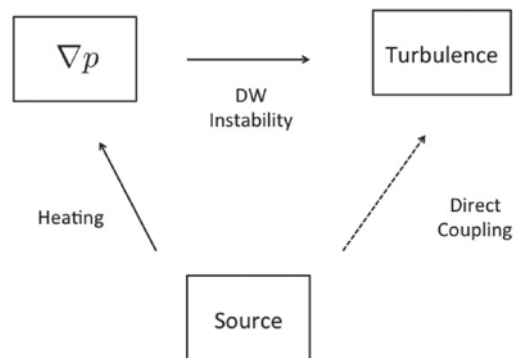


図9 加熱、勾配、乱流の関係を表す模式図。従来の考え方では、加熱から乱流への影響は、実線で表されているルートで伝わり、輸送の時間スケールで決まると考えられていた。その一方で、加熱が直接、より速い時間スケールで乱流に影響を及ぼす可能性が指摘されている。

加熱への応答は輸送の時間スケールで起こることになる。

その一方で、速い応答を示す部分では、加熱のオン・オフに付随して乱流輸送特性が瞬時に変化する。しかしながら、勾配駆動の乱流像では乱流輸送特性の変化を説明することは出来ない(図9)。すなわち、素朴に考えると、加熱を入れた(切った)直後の変化が乱流に現れるまでの時間スケールは、輸送の時間スケールで与えられると期待される。加熱を入れる(切る)と輸送の時間スケールで勾配が変化するためである。しかしながら、その考え方では、乱流輸送特性が加熱のオン・オフに付随して瞬時に変わることが説明できない。象徴的に言えば、乱流が、自分が加熱されているか否かを知っていて、加熱の変化に瞬時応答し、その違いが輸送特性に現れていると考えることもできる。

こうした乱流の加熱への瞬時応答をモデル化する一つの方法は、位相空間に置ける熱力学的力を取り入れることである[14, 15]。加熱が位相空間分布のひずみを作り、その変化が駆動力として乱流に伝わる。モデル化するために、ソースを分布関数の関数とみなし、 $S[f] \rightarrow S[f_0] + (\delta S / \delta f) \tilde{f}$ と書く。すると、乱流の時間変化にソースの時間変調が瞬時に伝わることになる。瞬時応答を取り入れた乱流の応答の計算は文献[14, 15]で与えられており、瞬時応答の効果はグローバルなモードに表れやすいことが予測されている。

4. まとめと展望

本解説では、位相空間の自由度がどのように乱流プラズマのダイナミクスに影響を与えるのかということについて紹介した。特に、波と粒子の相互作用に焦点を置いた。乱流プラズマの重要な要素として、位相空間構造の形成を論じ、その引き起こす様々な現象(亜臨界不安定性、自由エネルギーの解放と輸送、帯状流への結合過程)について説明した。こうした考え方が、実際に応用される例として、核融合装置での磁化プラズマに形成されるドリフトホールや、高エネルギー粒子が引き起こす掃引現象、乱流のソース変調への瞬時応答などの現象を取り扱った。

過去の乱流プラズマ研究を振り返ってみると、位相空間が重要となることはプラズマ研究の初期の段階から気付かれていた。その一方で、核融合装置における異常輸送の原因解明という挑戦的課題のために、乱流プラズマ研究は簡約化された流体モデルにより大きく進展してきた。近年の乱流プラズマ研究の大きな進展(ドリフト波乱流からドリフト波-帯状流乱流へのパラダイムシフト等)を受け、位相空間へと乱流プラズマ研究を拡げていく強固な基盤が築かれつつある。近年の数値実験や物理実験における技術的発展を受け、詳細な速度空間解像度をもつ実験や、非物理的な数値ノイズを排した計算が可能となりつつある。今後の発展の一つの方向として、まずは位相空間乱流の実証を目指した研究を進めていくことが重要となるだろう。その他にも、燃焼プラズマでの輸送特性への応用研究なども考えられる。様々な研究の発展を期待したい。

謝辞

本解説で紹介したアイデアとそれに対する理解は、様々な先生方との議論に基づいています。理論的側面については、P.H. Diamond 教授、伊藤早苗教授、伊藤公孝教授、実験的側面については藤澤影英教授、稲垣滋博士との議論を参考にさせていただきました。この場を借りて感謝申し上げます。研究の遂行にあたっては科研費(21224014, 25887041)の支援を受けました。

参考文献

- [1] L. Landau, *J. Physics* **10**, 25 (1946).
- [2] H. Schamel, *Phys. Scr.* **20**, 336 (1979).
- [3] B. Eliasson and P. Shukla, *Phys. Rep.* **422**, 224 (2006).
- [4] 鮑本一裕, 北條仁士: *プラズマ・核融合学会誌* **85**, 329 (2009).
- [5] 竹田 剛, 山際啓一郎: *プラズマ・核融合学会誌* **81**, 120 (2005).
- [6] 佐伯絃一: *プラズマ・核融合学会誌* **78**, 1037 (2002).
- [7] 安藤利得他: *プラズマ・核融合学会誌* **81**, 104 (2005).
- [8] 伊藤早苗: *プラズマ・核融合学会誌* **86**, 334 (2010).
- [9] P.H. Diamond *et al.*, *Modern Plasma Physics* vol.1 Physical Kinetics of Turbulent Plasmas (Cambridge University Press, Cambridge, 2011).
- [10] 龍野智哉: *日本物理学会誌* **67**, 640 (2012).
- [11] H. Schamel, *Phys. Plasmas* **19**, 020501 (2012).
- [12] S. Inagaki *et al.*, *Nucl. Fusion*, **53**, 113006 (2013).
- [13] S. Inagaki *et al.*, *Plasma Fusion Res.* **8**, 1202172 (2013).
- [14] S.-I. Itoh and K. Itoh, *Scientific Reports* **2**, 860 (2012).
- [15] S.-I. Itoh and K. Itoh, *Nucl. Fusion* **53**, 073035 (2013).
- [16] M. Lesur and P.H. Diamond, *Phys. Rev. E* **87**, 031101(R) (2013).
- [17] I.B. Bernstein *et al.*, *Phys. Rev.* **108**, 546 (1957).
- [18] T.H. Dupree, *Phys. Fluids* **25**, 277 (1982).
- [19] K.V. Roberts and H.L. Berk, *Phys. Rev. Lett.* **19**, 297 (1967).
- [20] D. Lynden-Bell, *Mon. Not. R. Astr. Soc.* **136**, 101 (1967).
- [21] K. Saeki *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **42**, 501 (1979).
- [22] H. Pcseli *et al.*, *Phys. Lett. A* **81**, 386 (1981).
- [23] W. Fox *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 255003 (2008).
- [24] H. Berk *et al.*, *Nucl. Fusion* **46**, S888 (2006).
- [25] T.H. Dupree, *Phys. Fluids* **15**, 334 (1972).
- [26] H.L. Berk *et al.*, *Phys. Rep.* **23**, 778 (1997).
- [27] B.N. Breizman *et al.*, *Phys. Plasmas* **4**, 1559 (1997).
- [28] H.L. Berk *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 1256 (1996).
- [29] H.L. Berk and B.N. Breizman, *Phys. Fluids B* **2**, 2246 (1990).
- [30] B.N. Breizman *et al.*, *Phys. Fluids B* **5**, 3217 (1993).
- [31] H.L. Berk *et al.*, *Phys. Lett. A* **234**, 213 (1997).
- [32] H.L. Berk *et al.*, *Phys. Lett. A* **238**, 408 (1998).
- [33] H.L. Berk *et al.*, *Phys. Plasmas* **6**, 3102 (1999).
- [34] M. Lesur *et al.*, *Phys. Plasmas* **16**, 092305 (2009).
- [35] M.K. Lilley *et al.*, *Phys. Plasmas* **17**, 092305 (2010).
- [36] R. Nyqvist *et al.*, *Nucl. Fusion* **52**, 094020 (2012).
- [37] M. Lesur, *Phys. Plasmas* **20**, 055905 (2013).
- [38] M. Lesur and Y. Idomura, *Nucl. Fusion* **52**, 094004 (2012).
- [39] R.G.L. Vann *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 025003 (2007).
- [40] R.H. Berman *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **48**, 1249 (1982).
- [41] R.H. Berman *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **48**, 1249 (1982).
- [42] H.B. Robert *et al.*, *Phys. Fluids*, **28**, 155 (1985).
- [43] H.B. Robert *et al.*, *Phys. Fluids*, **29**, 2860 (1986).

- [44] C. Nguyen *et al.*, Phys. Rev. Lett. **105**, 205002 (2010).
- [45] T.H. Dupree, Phys. Rev. Lett. **25**, 789 (1970).
- [46] B.B. Kadomtsev and O.P. Pogutse, Phys. Rev. Lett. **25**, 1155 (1970).
- [47] P.W. Terry *et al.*, Phys. Fluids B **2**, 2048 (1990).
- [48] A. Fujisawa *et al.*, Phys. Rev. Lett. **93**, 165002 (2004).
- [49] P.H. Diamond *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **47**, R35 (2005).
- [50] Y. Kosuga and P.H. Diamond, Phys. Plasmas **19**, 072307 (2012).
- [51] P.H. Diamond *et al.*, Phys. Rev. Lett **72**, 2565 (1994).
- [52] L.A. Charlton *et al.*, Phys. Plasmas **1**, 2700 (1994).
- [53] P.H. Diamond *et al.*, *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research* (IAEA, Vienna, 1982) p.259.
- [54] H. Biglari *et al.*, Phys. Fluids **31**, 2644 (1988).
- [55] H. Biglari *et al.*, Phys. Rev. Lett. **60**, 200 (1988).
- [56] Y. Kosuga and P.H. Diamond, Plasma Fusion Res. **5**, S2051 (2010).
- [57] Y. Kosuga and P.H. Diamond, Phys. Plasmas **18**, 122305 (2011).
- [58] Y. Kosuga and P.H. Diamond, Nucl. Fusion **53**, 043008 (2013).
- [59] W.W. Heidbrink, Phys. Plasmas **15**, 055501 (2008).
- [60] P. Lauber, Phys. Rep. **533**, 33 (2013).
- [61] C. Nguyen *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **52**, 124034 (2010).
- [62] L. Chen, Phys. Plasmas **1**, 1519 (1994).
- [63] Y. Todo *et al.*, J. Plasma Fusion Research **79**, 1107 (2003).
- [64] S.D. Pinches *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **46**, S47 (2004).
- [65] H.V. Wong and H.L. Berk, Phys. Plasmas **5**, 2781 (1998).
- [66] A. Fasoli *et al.*, Phys. Rev. Lett. **81**, 5564 (1998).
- [67] R.F. Heeter *et al.*, Phys. Rev. Lett. **85**, 3177 (2000).
- [68] M. Lesur *et al.*, Phys. Plasmas **17**, 122311 (2010).
- [69] U. Stroth *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **38**, 611 (1996).
- [70] F. Ryter *et al.*, Phys. Rev. Lett. **86**, 5498 (2001).
- [71] S. Inagaki *et al.*, Nucl. Fusion **46**, 133 (2006).