



5. 銀河ダイナモ

5. Galactic Dynamo

松元 亮治, 町田 真美¹⁾

MATSUMOTO Ryoji and MACHIDA Mami¹⁾

千葉大学大学院理学研究科, ¹⁾九州大学大学院理学研究院

(原稿受付: 2015年9月18日)

渦状銀河の磁場は星間ガス雲の形成, 宇宙線の閉じ込め, 銀河ハローの形成等を通して銀河における星形成, 銀河の進化に影響を及ぼす. 銀河磁場の増幅・維持機構を扱う「銀河ダイナモ」の理論は星間ガスの運動を仮定して磁場の時間変化を調べる運動学的理論から, 磁場が星間ガスの運動に及ぼす影響を考慮した磁気流体ダイナモ理論へと変貌を遂げ, 大局的な3次元磁気流体シミュレーションを通して, 準周期的な磁場方向の反転と銀河円盤から銀河ハローへの磁束輸送過程等が明らかになりつつある. 銀河磁場は高エネルギー電子によるシンクロトロン放射, 磁場方向に整列した星間塵による偏光放射, ファラデー回転等を通して, 宇宙マイクロ波背景放射の偏光に影響を及ぼすことから, 観測的宇宙論の研究においても考慮すべき対象としてクローズアップされている.

Keywords:

galaxy, magnetic field, dynamo, magnetohydrodynamics, magneto-rotational instability, Parker instability, polarization

5.1 はじめに

渦状銀河には0.1 nT程度の強さの磁場が存在する. 星間磁場は星形成の母体となる星間ガス雲の形成, 地球にも降り注ぐ高エネルギー荷電粒子(宇宙線)の加速と閉じ込め, 高温銀河ハローの形成等に寄与すると考えられている. このような銀河磁場がどのように生成・維持されているかという問題を扱う研究が銀河ダイナモ理論である.

図1の左図は電波望遠鏡で観測した近傍の渦状銀河M51の波長6 cmの電波強度分布を示す. この波長域の電波は主に高エネルギー電子によるシンクロトロン放射によって放射され, 電場ベクトルは磁力線に垂直になる. このため,

観測される電波偏光の方向と90°ずれた方向が磁場方向になる. このようにして求めた磁場方向が図1の右図に線分で示されている.

渦状腕に沿って電波強度が強い領域が分布しており, この領域で磁場が強く, また, 高エネルギー電子が多く分布していることが示唆される. 磁場の方向はほぼ渦状腕に沿っている. 渦状腕は星やダークマターのような重力を担う物質の密度が周辺よりも高くなった領域である. この重力が強い領域に流入した星間ガス中に衝撃波が発生し, 星間ガスが圧縮されるため磁場も強くなる.

星間磁場の強さはファラデー回転を用いて推定できる. ファラデー回転は直線偏光した電磁波がプラズマ中を通過する際に偏光面が回転する現象であり, 偏光面の回転角が波長 λ の二乗とファラデー回転量度(rotation measure)

$$RM = \int n_e B_s ds \quad (1)$$

に比例する. ここで n_e は電子密度, B_s は視線方向の磁場成分, ds は視線方向の線素である. 電子密度を視線方向に積分した柱密度 DM は別の方法で求めることができるため, パルサーや電波銀河のように直線偏光した電磁波を放射する電波源と地球との間の RM と DM から視線方向の磁場の平均的な強さと向き(視線に平行か反平行か)がわかる.

ファラデー回転量度分布の観測から, 銀河の中には図2の左図のように磁場がリング状に分布している銀河と右図

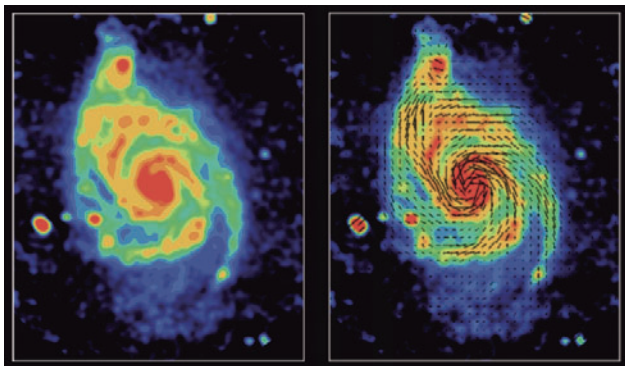


図1 電波干渉計VLAとEffelsberg 100 m電波望遠鏡で観測した近傍の銀河M51の波長6 cmの電波強度分布(カラー)と偏波から求めた磁場方向の分布(右図の線分). NRAO/AUI提供.

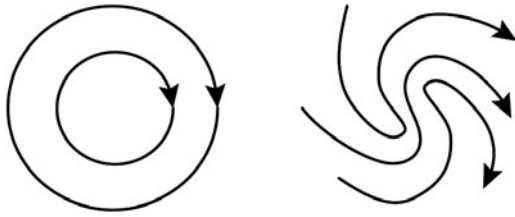


図2 銀河磁場の大局構造. 左図：リング状磁場. 実線は磁力線，矢印は磁場方向. 右図：Bisymmetric Spiral (BSS) 磁場.

のように渦状腕の両側で磁力線方向が逆転する Bisymmetric Spiral (BSS) 構造をしている銀河があることが知られている [1]. M51 銀河は BSS 磁場をもつ銀河の例である. 我々の銀河系においても，多数のパルサーから放射される偏波のファラデー回転量度の観測から磁場分布が調べられており，渦状腕毎に磁場方向が反転しているという結果が得られている [2]. 銀河ダイナモ理論は，これらのリング磁場や BSS 磁場等のパターンがどのようにして生成・維持されているのかを説明する必要がある.

5.2 銀河ダイナモの平均場モデル

銀河ダイナモについては，ガスの運動を与えて，その中での磁場の時間発展を計算する運動学的モデルの研究が数多く行われてきた. 磁場を平均磁場 \mathbf{B} と揺動磁場 \mathbf{b} に分解すると，与えられた速度場 \mathbf{v} のもとで平均磁場の時間発展を記述する方程式は次式で与えられる.

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) + \eta \nabla^2 \mathbf{B} + \nabla \times (\alpha \mathbf{B}) \quad (2)$$

ここで η は磁気拡散係数， α が方位角磁場からポロイダル磁場を生み出す「 α 効果」を表す. 円筒座標系 (r, φ, z) を用い，銀河ガス円盤の速度場を $\mathbf{v} = (0, V(r), 0)$ と仮定する. 簡単化のため軸対称な場合を考えると，磁場の各成分の時間発展を記述する方程式は以下ようになる.

$$\frac{\partial B_r}{\partial t} = \eta \left\{ \frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r B_r) \right] + \frac{\partial^2 B_r}{\partial z^2} \right\} - \frac{\partial}{\partial z} (\alpha B_\varphi) \quad (3)$$

$$\frac{\partial B_\varphi}{\partial t} = \eta \left\{ \frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r B_\varphi) \right] + \frac{\partial^2 B_\varphi}{\partial z^2} \right\} + r \frac{d\Omega}{dr} B_r + \frac{\partial}{\partial z} (\alpha B_r) - \frac{\partial}{\partial r} (\alpha B_z) \quad (4)$$

$$\frac{\partial B_z}{\partial t} = \eta \left\{ \frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r B_z) \right] + \frac{\partial^2 B_z}{\partial z^2} \right\} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\alpha r B_\varphi) \quad (5)$$

ここで， $\Omega(r) = V(r)/r$ は回転角速度である. $d\Omega/dr$ を含む項は，動径方向の回転角速度の差 (差動回転) によって動径磁場 B_r から方位角磁場 B_φ を生成する Ω 効果をあらわす. 動径成分及び鉛直成分の方程式中， α を含む項は方位角磁場 B_φ から動径磁場および鉛直磁場を生成する.

この具体的な機構のひとつとしてパーカー不安定性 [3] が考えられる. 図 3 に示すように，パーカー不安定性は磁力線に沿って磁気流体が落下することによって軽くなった部分に働く浮力が磁気張力を凌駕する場合に成長する磁気不安定性であり，円盤の厚さの10倍程度以上の長波長の摂

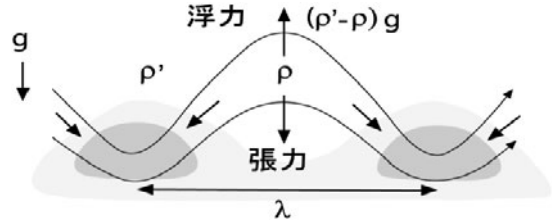


図3 パーカー不安定性の概念図. 実線は磁力線，濃淡は密度分布，磁力線に沿う矢印は円盤ガスの速度ベクトルを表す.

動が成長する. 初期に方位角方向の水平磁場をもつ円盤でパーカー不安定性が成長すると磁気ループが浮上し，方位角磁場から鉛直磁場が生成される. 円盤とともに回転する座標系で考えると，図 4 のように磁力線に沿う落下流に働くコリオリ力によって磁気ループが捩じられ動径磁場が生成される.

銀河ガス円盤においてはこれ以外のメカニズム，たとえば超新星爆発によっても方位角磁場から動径磁場，鉛直磁場を生成することができる. 平均磁場の発展方程式にパーカー不安定性や超新星爆発によって生じる速度場は含まれていないが，これらが平均磁場に及ぼす効果が α を含む項によって近似的に表現されている.

磁気拡散係数 η が定数， α が時間に依らず座標のみの関数として与えられる場合，上記の方程式は \mathbf{B} に関して線形の方程式となり，赤道面およびガス円盤表面での境界条件を与えることによって解くことができる.

M51 銀河のような BSS 磁場を再現するためには非軸対称な解を求める必要がある. 図 5 に藤本・沢 [4] によって得られた BSS 磁場の解の例を示す. この計算では $z > 0$ で $\alpha < 0$ ， $z < 0$ で $\alpha > 0$ ，赤道面で水平方向の磁場成分が連続，鉛直方向の磁場成分は赤道面に関して反対称と仮定されて

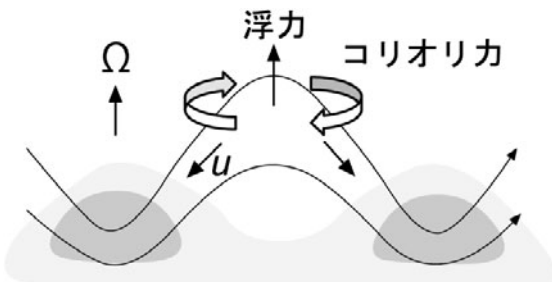


図4 円盤とともに回転する座標系におけるパーカー不安定性. コリオリ力 $2\rho \mathbf{u} \times \boldsymbol{\Omega}$ により，磁気ループが白抜きの矢印の向きに捻られる.

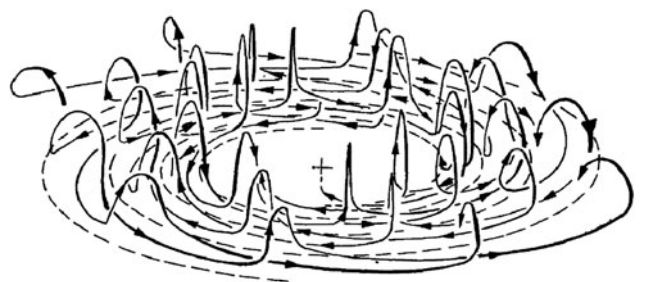


図5 運動学的ダイナモモデルの解として得られた BSS 磁場の例. 実線は磁力線を表す. Sofue et al. [1] より転載.

いる。また、 $|z| > h$ の円盤ハローでは $\alpha = \eta = 0$ とし、 $\nabla \times \mathbf{B} = 0$ を満たすポテンシャル磁場に連続的につながっていると仮定して解が求められている。

5.3 円盤ダイナモの磁気流体モデル

5.3.1 基礎方程式

運動学的なダイナモモデルでは速度場を仮定し、また、 α の分布（あるいは他の物理量への依存性）を仮定して磁場の時間発展が計算される。このモデルを、より基礎的な物理機構に基づくモデルに改良するため、磁場が速度場に及ぼす影響を考慮し、速度場の時間変化を計算する磁気流体モデルに基づく研究が進められている。基礎方程式は以下の磁気流体方程式である。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0 \tag{6}$$

$$\rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\nabla p + \frac{1}{\mu_0} (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} - \rho \mathbf{g} \tag{7}$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B} - \eta \nabla \times \mathbf{B}) \tag{8}$$

$$\rho T \frac{dS}{dt} = q^+ - q^- \tag{9}$$

ここで、 ρ は密度、 p は圧力、 \mathbf{g} は重力加速度、 S はエントロピー、 T は温度、 q^+ 、 q^- は加熱率と冷却率である。粘性は無視した。

5.3.2 差動回転円盤の磁場と活動性

定常軸対称ダイナモは存在しないことから、磁気流体方程式を用いてダイナモ計算を行うには3次元計算が必要である。差動回転円盤の3次元磁気流体計算は、重力を及ぼす天体の周りに形成される回転円盤を対象としてまず実施された。中心天体に回転しながら落下する物質は重力と遠心力が釣り合う位置のまわりに回転円盤（降着円盤）を形成する。流体要素の角運動量が保存されている場合、円盤物質はそれ以上落下することができないが、回転物質が角運動量を失うと物質は図6左図の破線のように中心天体に向かって渦を描きながら落下し、この際に解放される重力エネルギーが熱エネルギーや運動エネルギーに変換されることにより、円盤が加熱されてX線を放射したり、ジェットを噴出したりする。

降着円盤はX線連星、活動銀河中心核、原始星等で観測される様々な活動性のエネルギー源になっていると考えられており、多くの研究が行われてきた。降着円盤理論の鍵を握るのは回転物質の降着を可能にする角運動量輸送機構

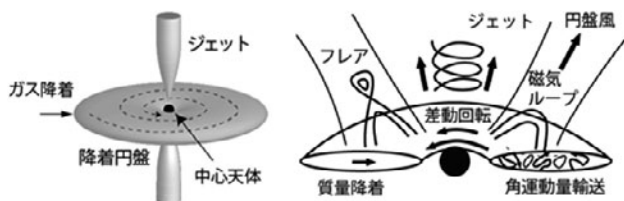


図6 降着円盤の模式図。左図：降着円盤とジェット。破線は流線。右図：降着円盤における磁気流体過程。実線は磁力線。

である。標準的な降着円盤理論[5]では、角運動量輸送を担うストレステンソルの $r\phi$ 成分が圧力に比例すると仮定してモデルが構築された。モデルと観測を比較することによって角運動量輸送率が見積もられたが、流体力学的な不安定性の成長と乱流生成によって観測を説明できる大きさの角運動量輸送率を得ることは困難であることが1990年頃には明らかになった。このような背景のもとでクローズアップされてきたのが降着円盤における磁気流体過程(図6右図)である。

5.3.3 磁気回転不安定性

Balbus and Hawley は1991年に出版された論文[6]において差動回転円盤を貫く磁場がある場合、磁場を介した角運動量輸送によって駆動される磁気不安定性が成長することを指摘した。図7に磁気回転不安定性の機構を示す。差動回転円盤を鉛直に貫く磁場がある場合、一部の流体要素を内側に変位させると磁力線に沿って角運動量が内側から外側へ輸送され、角運動量を失った内側の流体要素では重力 > 遠心力となり、この差が変位を引き戻そうとする磁気張力よりも大きい場合、流体要素はさらに内側に変位して不安定性が成長する。成長率が最大になる波数は、鉛直方向の波数を k_z 、アルベン速度を V_A として $k_z V_A \sim \Omega$ 程度、最大成長率は 0.7Ω 程度になる。円盤の厚さを H 、音速を C_s として $\Omega H \sim C_s$ であるから、不安定性が成長する臨界波長 $\lambda_c = 2\pi V_A / (\sqrt{3}\Omega)$ が $2H$ より小さいという条件から $V_A < \sqrt{3}C_s/\pi$ 、すなわちプラズマ β が5よりも大きな弱磁場の場合に不安定性が成長する。この不安定性は磁場と差動回転によって生じる不安定性であることから、磁気回転不安定性 (Magneto-Rotational Instability: MRI) と呼ばれる。

初期磁場が方位角磁場の場合にも同様な機構による磁場増幅が期待される。図8に示すように、このような磁場に貫かれた円盤物質が一部内側に変位すると磁気ストレスによって内側から外側に角運動量が輸送されるため、変位した領域において重力 > 遠心力となり、磁気張力が十分に小さければ角運動量を失った磁気流体要素は落下し、動径

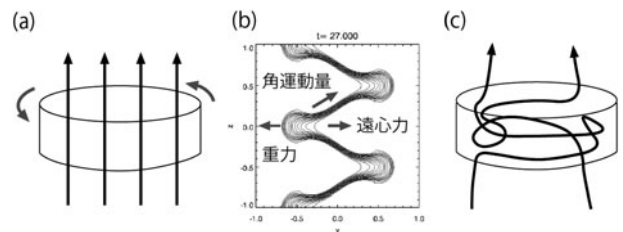


図7 磁気回転不安定性のメカニズム。(a)回転軸方向の磁場に貫かれた差動回転円盤。(b)軸対称性を仮定したシミュレーション結果。実線は磁力線。横軸は動径方向、縦軸は鉛直方向。(c)不安定性成長後の磁力線形状。

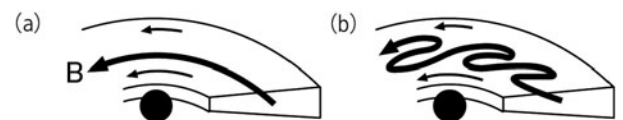


図8 初期に方位角方向の磁場に貫かれた差動回転円盤における磁気回転不安定性の模式図。(a)初期状態、(b)磁気ストレスによる角運動量輸送により内側に変位した領域が角運動量を失って落下し、動径磁場と方位角磁場が強まる。

方向の磁場が強められる。この動径方向の磁場から円盤の差動回転によって方位角方向の磁場が強められる。

5.3.4 降着円盤の大局的3次元磁気流体シミュレーション

磁気回転不安定性の重要性が指摘されて以来、その非線形時間発展の3次元磁気流体シミュレーションが複数の研究グループによって実施され、円盤磁場がどの程度まで強められるかが調べられてきた(たとえば[7-9])。我々のグループで実施した円盤全体を計算領域に含めた大局的な3次元磁気流体シミュレーションの一例[10]を図9に示す。左図は初期状態で、濃淡は密度分布、実線が磁力線を表す。初期の密度分布は中心天体の重力のもとで角運動量一定で回転する弱い方位角磁場に貫かれたトーラスの平衡解とし、トーラスの外側には高温低密度の球対称で回転していない物質分布を仮定した。円筒座標系3次元の磁気流体コードを用いてトーラスの時間発展を約10回転時間シミュレートした結果を右図に示す。磁気回転不安定性の成長によって磁気乱流が生成され、方位角成分に加えて動径成分を持つ磁場が強められる。また、マクスウェルストレスによる角運動量輸送によって角運動量を失った円盤物質が中心天体に向かって落下し、円盤状の密度分布が得られている。準定常状態に至った状態での磁場の強さは、円盤内部における磁場散逸(磁気リコネクション)に加えて、パーカー不安定性による磁束流出によって制限され、 $\beta \sim 10$ の状態が維持される[11]。

5.4 銀河ダイナモの磁気流体シミュレーション

5.4.1 大局的3次元磁気流体計算結果

渦状銀河では星とダークマターによる重力場中を星間ガスが回転している。回転速度 $V(r) = r\Omega(r)$ は中心部を除いてほぼ一定で、我々の銀河系では約 250 km/s である。このような回転則に従う場合でも磁気回転不安定性が成長し、磁場が強められる。我々は、観測される銀河系の回転則を与える軸対称な重力場中を回転するガス円盤の時間発展を、円筒座標系3次元磁気流体コードを用いてシミュレートした[12]。銀河系の多くの部分を占める1万度の成分の鉛直構造を空間分解するためには数 pc 以下のメッシュ間隔で計算を行う必要があり、多大な計算時間を要する。そこで、ガス円盤の温度を10万度以上に設定し、 $(N_r, N_\phi, N_z) = (250, 64, 319)$ メッシュを用い、赤道面対称性を仮定してシミュレーションを実施した。

初期に弱い方位角磁場に貫かれた $r = 10$ kpc を中心とする回転ガス分布を与えて実施したシミュレーション結果を

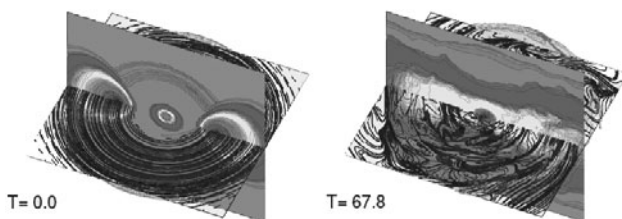


図9 初期に弱い方位角磁場に貫かれた回転トーラスの3次元磁気流体シミュレーション結果。濃淡は密度分布、実線は磁力線。左図：初期状態。右図：約10回転後。

図10に示す。図10(a)の実線は $t = 3.8$ Gyr において赤道面に投影した磁力線である。方位角方向の平均磁場の強さは 0.1 nT (1 μ G) 程度、平均磁場と同程度の大きさの乱流磁場が生成されている。図10(b), (c)の濃淡は方位角方向に平均化した方位角磁場分布を示す。矢印は方位角磁場の方向を示し、黒とグレーの領域で方位角磁場は逆向きになる。円盤内部で強められた磁場が円盤表面に浮上し、初期に磁場がなかった円盤ハロー領域に磁束が輸送されている。この磁束輸送はパーカー不安定性によって駆動される。パーカー不安定性の磁気流体シミュレーションから初期に $\beta > 5$ の場合にはパーカー不安定性は非線形振動を駆動するだけで磁束は円盤内部に保たれること、 $\beta < 5$ になると磁気ループの浮上が続くことがわかっている[13]。したがって $\beta < 5$ となるまで磁場が強められると磁束が円盤から円盤ハローへと浮上し、円盤部には浮上磁束とは逆向きの方位角方向の磁束が残される。図10(c)は(b)から10億年後の方位角磁場分布である。円盤から円盤ハローに磁束が浮上することに伴って円盤内部の方位角方向の平均磁場の向きが逆転している。

5.4.2 差動回転円盤における磁気流体ダイナモのメカニズム

図11に磁気流体シミュレーション結果に基づいた銀河ガス円盤や降着円盤における磁気流体ダイナモの模式図を示す。初期に弱い磁場があると磁気回転不安定性によって動径磁場が生成され、差動回転によって方位角磁場が強められる。方位角磁場が増幅されて β が5以下になるとパー

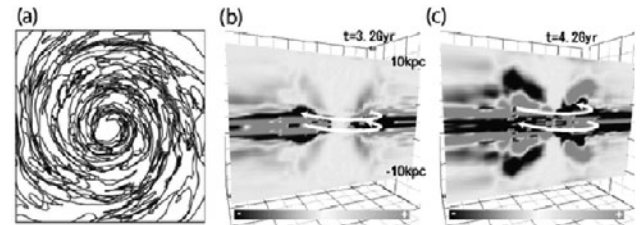


図10 銀河ガス円盤の3次元磁気流体シミュレーション結果。(a)赤道面に投影した磁力線。(b) $t = 3.2$ Gyrの方位角磁場分布(濃淡)。矢印は方位角磁場の方向。(c) $t = 4.2$ Gyrの方位角磁場分布。

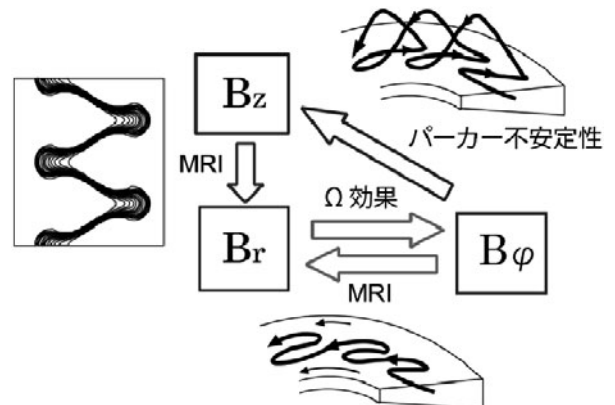


図11 差動回転円盤における磁気流体ダイナモの模式図。磁気回転不安定性によって強められた磁場がパーカー不安定性によって浮上した後、円盤内部に残された逆向きの磁場が増幅される過程が繰り返される。

カー不安定性の非線形成長によって磁気ループが浮上を続け、円盤から磁束が失われる。円盤内部には流出した磁束と逆向きの磁場が残り、この磁場が磁気回転不安定性によって強められることによって円盤内部の方位角磁場方向が反転する。このように磁気回転不安定性とパーカー不安定性の相乗作用により、準周期的なダイナモが発生する。

5.4.3 円盤ダイナモのバタフライダイアグラム

円盤ダイナモの3次元磁気流体シミュレーションによって見出された磁場反転は太陽における11年周期の黒点数の増減や磁場方向の反転と類似した現象である。赤道面対称性を仮定せずに実施したシミュレーション結果[14]を図12に示す。メッシュ数は $(N_r, N_\phi, N_z) = (250, 128, 640)$ とした。左図は密度分布と磁力線(実線)、右図は横軸に時間、縦軸に赤道面からの高さを取り、方位角方向の平均磁場を濃淡であらわした図であり、太陽黒点変動のバタフライダイアグラムに対応する。円盤内部で強められた磁場が次々と円盤ハローに浮上し、このような磁束流出に伴って方位角磁場の向きが反転、この逆向きの磁場が再び強められて円盤ハローに浮上する過程が繰り返されている。磁場の反転周期は円盤の10回転時間程度、この時間は磁気回転不安定性によって磁場が強められ、パーカー不安定性による磁束浮上条件を満たすようになる時間スケールである。同様な周期的な方位角磁場の反転は降着円盤の3次元磁気流体シミュレーションでも発生している(たとえば[15])。

5.4.4 全天のファラデー回転量度分布

銀河ガス円盤の磁気流体シミュレーション結果を銀河系内における太陽の位置から「観測」することにより、全天のファラデー回転量度分布等を求めることができる。図13に、町田らのシミュレーション結果に基づいて求めた $t=4.8$ Gyrにおけるファラデー回転量度の分布[14]を示す。この計算ではファラデー回転量度の分布は銀河面に関して反対称、銀河中心に関して点対称になっており、観測結果[16]とよく一致する。銀河面に関する磁場の反対称性は双極磁場が卓越していることを示唆するが、図12からは赤道面に関する対称性は時間依存していることがわかる。双極磁場、4重極磁場のいずれが卓越するかについてはさらに長いタイムスケールの計算が必要である。

5.5 今後の課題

本章では、銀河ダイナモの理論シミュレーション研究、特に大局的な3次元磁気流体シミュレーションによる大スケール磁場の時間発展の計算結果を紹介した。今後は1万度の星間ガスを扱うことができる高解像度計算を実施していく。より小スケールの乱流場を扱うには円盤の一部を取り出した局所計算やサブグリッドモデル化が必要であろう。

銀河の渦状腕が及ぼす影響を調べるには、非軸対称な重力ポテンシャルを用いた計算が必要になる。高エネルギーの荷電粒子(宇宙線)を組み込むことも課題として残されている。宇宙線は軽い流体として振る舞うため、宇宙線の存在は浮力を高める効果があり、パーカー不安定性の成長率を高め、宇宙線が存在しない場合に比べて、より磁場

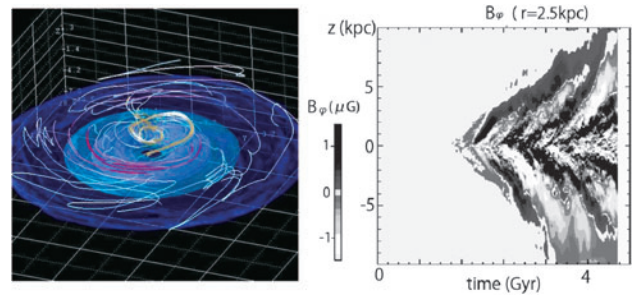


図12 赤道面対称性を仮定せずに実施した銀河ガス円盤の3次元磁気流体シミュレーション結果。左図： $t=4.8$ Gyrの密度分布と磁力線(実線)[14]。右図：バタフライダイアグラム。横軸は時間、縦軸は赤道面からの高さ。濃淡は $r=2.5$ kpcにおける方位角方向の平均磁場。黒と白の領域で方位角磁場の向きが異なる。

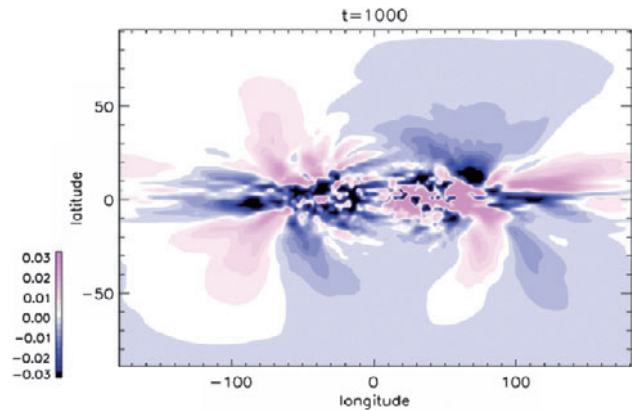


図13 町田らのシミュレーション結果に基づいて計算した太陽位置からの全天のファラデー回転量度分布[14]。青い領域とピンク色の領域でファラデー回転量度の符号が異なる。

が弱い場合でも円盤部から円盤ハローに磁束が流出することを可能にする。銀河ガス円盤における宇宙線のエネルギー密度は磁気エネルギー密度と同程度と見積もられており、円盤内部の磁場の時間発展に影響を及ぼすと考えられる。

最近、我々の銀河系の磁場が宇宙背景放射の偏光に及ぼす影響が注目されている。これは、宇宙背景放射光の偏光成分を解析することにより、宇宙が加速度的に膨張したインフレーション期に発生した原始重力波の証拠を捉えることができると期待されているためである。全天の偏光分布が宇宙背景放射観測衛星 Planck 等によって詳細に調べられており、銀河系内でのシンクロトロン放射による偏光、星間ダストによる偏光と宇宙背景放射の偏光を分離する研究が進められている。これらを通して、銀河系磁場の詳細な構造が明らかにされつつある。今後は系外銀河周辺の磁場分布についての知見も得られるようになることが期待される。

参考文献

- [1] Y. Sofue *et al.*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **24**, 459 (1986).
- [2] J.L. Han *et al.*, *Astrophys. J.* **642**, 868 (2006).
- [3] E.N. Parker, *Astrophys. J.* **145**, 811 (1966).
- [4] M. Fujimoto and T. Sawa, *Publ. Astron. Soc. Japan* **39**, 375 (1987).

- [5] N.I. Shakura and R.A. Sunyaev, *Astron. Astrophys.* **24**, 337 (1973).
- [6] S.A. Balbus and J.F. Hawley, *Astrophys. J.* **376**, 214 (1991).
- [7] J.F. Hawley *et al.*, *Astrophys. J.* **440**, 742 (1995).
- [8] R. Matsumoto and T. Tajima, *Astrophys. J.* **445**, 767 (1995).
- [9] A. Brandenburg *et al.*, *Astrophys. J.* **446**, 741 (1995).
- [10] R. Matsumoto, *Astrophysics and Space Science Library* v.240, (Kluwer Academic, 1999), p.195.
- [11] M. Machida *et al.*, *Astrophys. J.* **532**, L67 (2000).
- [12] H. Nishikori *et al.*, *Astrophys. J.* **641**, 862 (2006).
- [13] R. Matsumoto *et al.*, *Publ. Astron. Soc. Japan*, **40**, 171 (1988).
- [14] M. Machida *et al.*, *Astrophys. J.* **764**, 81 (2013).
- [15] J. Shi *et al.*, *Astrophys. J.* **708**, 1716 (2010).
- [16] N. Oppermann *et al.*, *Astron. Astrophys.* **542**, A93 (2012).



まつもと りょうじ
松元 亮治

千葉大学大学院理学研究科教授。1988年京都大学大学院理学研究科宇宙物理学専攻修了。理学博士。千葉大学教養部講師，千葉大学理学部助教授，教授を経て2007年より現職。主な研究分野は天体活動現象の理論シミュレーション研究。特にブラックホール降着円盤の時間変動を磁気流体数値実験によって再現する研究を行っている。



まちだ まみ
町田 真美

九州大学大学院理学研究院物理学部門助教。差動回転円盤の磁気流体数値計算をしています。この数年は観測的可視化に取り組んでおり，SKAの活動にも参加しています。今年は栗が不作のようなのであまり手に入らなかったのですが，毎日のように「栗ごはん」と言われ困っています。とりあえず，十三里で誤魔化しています。