

特 集 4
研 究 解 説

渦状銀河の磁場

Large-Scale Magnetic Fields in Spiral Galaxies

横 井 喜 充*

Nobumitsu YOKOI

銀河あるいは星間空間のプラズマとしての性質が概観され、磁場および速度場の基本的な観測方法およびその結果が示される。平均の回転運動がある系では、磁場と速度場の相関であるクロス・ヘリシティが磁場の生成に重要な役割を果たす。さまざまな銀河磁場の強さと回転速度との関係からクロス・ヘリシティについての重要な情報が導かれる。銀河面に関して非対称な密度・速度場を仮定するとクロス・ヘリシティ・ダイナモによって銀河の代表的な大規模磁場配位であるBSS磁場が再現できる。

1. はじめに

我々の銀河系（天の川：Milky Way）や他の銀河である系外銀河には大規模な磁場構造があることが知られている。磁場の強さは数 μG （マイクロガウス： $1\text{G}=10^{-4}\text{T}$ [テスラ]）と地球表面の磁場（ 10^0G ）や太陽の黒点磁場（ 10^3G ）に比べて弱いが、その規模は銀河の大きさ（数十 kpc [キロパーセク： $1\text{pc}=3.26$ 光年= $10^{18.5}\text{cm}$ ）にわたり、それだけの磁場を銀河の寿命（100億年）にわたって維持するためには莫大なエネルギー（ 10^{13} ボルト）が必要である。銀河磁場は銀河間にあるとされる宇宙磁場を除けば宇宙で最も大規模な磁場構造とすることができる。銀河磁場の特徴はそれが光学的にも X 線のにも透明な媒質中に存在するため、地球磁場や太陽磁場では直接観測できないトロイダル磁場を観測できるという点にある。したがって銀河磁場はダイナモ理論に絶好の検証舞台を提供してくれる。

本稿では銀河の大規模磁場構造の概略とその問題への乱流ダイナモの考え方の応用を扱う。その際、座標系の反転に対して符号を変えるスカラー（擬スカラー）であるクロス・ヘリシティまたは速度場と磁場の相関が重要な役割を果たしていることが示される。

第 2 節で銀河に関する観測事実および銀河磁場の観測方法とその結果が概観される。第 3 節で星間物質を MHD 近似で扱うことの妥当性が論じられた後、平均場の MHD 基礎方程式が与えられる。第 4 節では統計理論による非圧縮 MHD 方程式解析の結果とクロス・ヘリシティ・ダイナモの考え方が示される。第 5 節でクロス・ヘリシティ・

ダイナモが銀河磁場へ適用される。まとめと今後の課題が第 6 節で簡単に述べられる。

2. 銀河と銀河磁場

2.1 銀河の構成要素

銀河には、スパイラル型の腕を持つ渦状銀河、球状またはラクビーボールの形をした楕円銀河、形を特定できない不規則銀河、の 3 つがある。通常渦状銀河は、銀河円盤 (disk) ・中心部のバルジ (bulge) ・円盤面の上下をおおうハロー (halo) の 3 つの部分から構成されている (図 1)。銀河円盤または銀河面は銀河質量の 90% 以上を占める恒星と恒星から放射される X 線で電離した水素ガスを主とする星間物質 (ISM: interstellar medium) からなる。通常われわれが天体写真などで見る白い「ガス状」の銀河の形は星の分布を表していると考えてよい。星間物質は電離した水素ガスあるいはプラズマだが、その分布は必ずしも星の分布と一致していない。その個数密度はだいたい 1 個/ cm^3 である。円盤の半径は通常 20kpc 以上、また厚みは星円盤が 2kpc、ガス円盤が 200pc 程度である。銀河円盤は 2 本から数本程度の渦巻き状の腕をもっており、これが渦状銀河という名前の由来である。腕の部分はガスの密度が腕の間の領域よりも 10% ほど高く、星の生成が盛んな領域である。バルジは銀河の中心部 (3kpc 以内) に観測される球形またはラクビーボール状の明るい部分である。ここは銀河生成の初期に生成された星が多く存在する領域で、渦状銀河でない楕円銀河などはこのバルジの部分だけで構成されている銀河と考えられている。ハローには物質は存在しないと考えられてきたが、銀河の回転曲線などの

*東京大学生産技術研究所 第 1 部

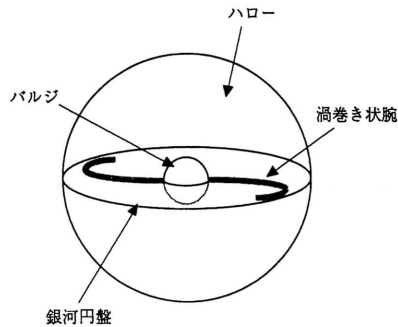


図1 渦状銀河の構成

観測からこのハローの領域に大きな質量をもった暗黒物質 (dark matter) が存在すると最近では考えられている。

2.2 銀河ガスの運動

平均速度場

銀河のガスの平均速度はスペクトル線の Doppler 効果を用いて観測される。銀河は剛体回転に近い中心付近を除き $200\sim 250\text{km/s}$ という一定の速さで回転している。回転曲線が銀河中心からの距離によらないことからわかるように、銀河の星間物質は中心付近を除いて中心から近いほど角速度が大きいという差動回転をしている。また、回転軸に対して軸対称な上述の回転速度に加えて、その十分の一程度の動径方向および回転方向の非軸対称な振動する平均速度をもっていることが知られている。

乱流速度場

平均ではない不規則な速度場の観測は、(i) 恒星から来る光の分極の測定、(ii) シンクロトロン放射の測定、(iii) 速度ゆらぎの直接測定、などの手法でなされている。これらの観測は銀河の星間ガスが乱流状態にあることを示している。どの観測も、乱流速度が $10\sim 20\text{km/s}$ 程度であること、乱流の特徴的な長さスケールが 100pc 程度であることを示唆している。

密度波理論

回転が内側ほど角速度の大きい差動回転になっていることは、銀河の中心に近いガスのほうが遠い側のガスよりも速く1周するというを意味している。平均の回転速度が約 200km/s ($\approx 20\text{kpc}/10^8\text{yr}$) であるとする、銀河中心からの距離が $r=6\text{kpc}$ の地点でガスが銀河を1周するのに約2億年かかる。これに対して $r=20\text{kpc}$ の地点では1周するのに約6億年かかることになる。銀河の誕生から100億年が経っているとすると、最初に存在した銀河の腕は100億年の間に何重にもきつく巻き込まれているであろう。しかし、実際に観測される渦巻き状腕はどの銀河

でも緩やかな巻き込みを見せているだけである。銀河の差動回転と渦巻き状腕の形状との間のこの矛盾は「巻き込みのジレンマ」と言われる。LinとShuは銀河の腕は物質構造が実体としてあるのではなく、プラズマ・ガスの疎密のパターン(密度波)が腕状に見えているのであると考えた¹⁾。銀河の星およびガスは銀河の質量の大部分を占める星が作る重力ポテンシャルの中を運動している。Lin-Shuの密度波の理論では適当な渦巻き状の重力ポテンシャルを仮定し、そのポテンシャル場のもとで星とガスの運動を解析する。それによれば、星およびガスは銀河円盤の中を一定の速さで回転する他に動径と回転の方向にそれぞれ振動的運動をする。その結果星やガスは銀河円盤の重力ポテンシャルの強い場所で集まって「渋滞」するようになり、重力ポテンシャルの弱い場所では疎になる。その「渋滞」している密な部分が徐々に動いていく。銀河の渦巻き状腕はこのパターンが見えているだけであるから、差動回転による渦巻き状腕の巻き込みジレンマは生じない。Visserはモデルとパラメタを適当に選べば密度波理論に基づく数値計算の結果を中性水素の 21cm 線の観測から定められた M81 銀河の速度場に一致させられることを示した²⁾。一方で、パターン自体もそれほど長い期間にわたっては安定でいられない、渦巻き状重力ポテンシャルがなぜ生じるのかについては何も説明していないなどの欠点もあるが、密度波理論はある程度まで確立した理論として今日に至っている³⁾。

2.3 銀河磁場の測定方法

Zeeman 効果

水素ガスの電子とイオンはそれぞれ磁気モーメントをもっている。このような粒子が磁場中におかれると磁気モーメントの方向に関する縮退が解けてエネルギー準位が分裂する。その分裂の幅は磁場の強さに比例する。したがって光スペクトルの分裂幅を観測すれば磁場の強さを測定することが出来るはずである。この測定方法はプラズマ中の電子密度や銀河間空間の磁場の強さといった他の情報を必要としない点で優れているが、実際の銀河磁場の測定にあっては測定精度に比して磁場が弱いためにスペクトル準位の分裂が十分でないことなどもあり信頼できるデータを得るのは難しい。

シンクロトロン放射(磁場制動放射)

星間物質は主に電離した水素ガス、つまり電子と水素イオンである。高速の電子が磁場の中を通過すると電子は磁場に巻きつき、磁場と垂直な面内に電磁波を放射する(シンクロトロン放射)。磁場が一様な場合シンクロトロン放射によって出される電磁波は磁場に垂直な面内に偏光する。

このシンクロトロン放射の強度を測ることで、磁場の強度を知ることが可能である。

Faraday回転

銀河の大規模磁場構造の決定に重要な役割を果たしたのは、シンクロトロン放射そのものの測定ではなく放射される電磁波の Faraday 回転を利用する手法である。磁場中で電子やイオンは旋回運動をし、電磁波の振動数を変化させる。電磁波を構成する右向き偏波と左向き偏波でこの振動数変化の度合いが異なるために電磁波の偏波面は回転する (Faraday 回転)。回転の向きは磁場の向きが電磁波の進行方向に対して平行か反平行かによって決まるのでこの Faraday 回転の回転角はプラズマ中の磁場の向きに関する情報を与える。

観測される回転角 φ は

$$\varphi = RM\lambda_0^2 + \varphi_0 \tag{1}$$

で表される。ここで、 λ_0 は観測する電磁波の波長、 φ_0 は回転角の初期値である。また RM (回転測定: rotation measure) は観測の視線方向あるいは電磁波の進行方向の磁場と電子密度に比例して

$$RM = 0.81 \int n_e \mathbf{b} \cdot d\mathbf{r} \text{ (rad m}^{-2}\text{)} \tag{2}$$

と表される。(1) 式から、横軸に波長 λ_0 の二乗をとって回転角をプロットしたときの直線の傾きが RM を表していることがわかる。しかし、観測される回転角は π だけの不定性をもっているため、3つ以上の波長で回転角を測定して RM を決定する等の工夫が必要がある⁴⁾。さらに実

際の観測にあたっては系外銀河内の磁場による Faraday 回転、銀河間空間の磁場 (宇宙磁場) による回転、われわれの住む銀河系内の磁場による回転という3つの因子があることに注意する必要がある。

系外銀河について、もし磁場の配位が図 2 (a) のようになっているとすると銀河の長軸 x に沿って次々と測定された RM は図 2 (c) のようなプロファイルを持つであろう。一方、磁場の配位が図 2 (b) のようになっているとすると対応する RM のプロファイルは図 2 (d) のようになる。したがって、 RM を正確に測定することができれば銀河の大規模磁場構造を決定することができるはずである。

2.4 銀河磁場の観測結果

星間ガスの分布が同一半径の周に沿って一様であること、大規模磁場が銀河面内成分のみを持っていることなどの仮定を置くと、観測の結果を以下のようにまとめることができる^{5), 6)};

- (i) 大規模磁場は一般に銀河の渦状腕に沿っている。
- (ii) シンクロトロン放射と線状分極の度合いから、大規模磁場は腕と腕の間の領域で強く、ランダムな磁場は腕の領域で強い。
- (iii) 典型的な磁場の配位は二対称渦状 (BSS: bisymmetric spiral) と軸対称渦状 (ASS: axisymmetric spiral) である。

われわれの銀河系内の磁場の配位は膨大な数のシンクロトロン放射源からの電磁波の RM を測定することである程度わかっている (図 3)⁷⁾。後に述べるダイナモ理論の見地から注目すべきは銀河赤道面上下での RM の符号の異同である。もし上下で符号が異なっていればわれわれの銀河系の大規模磁場は赤道面の上下で向きが逆になってい

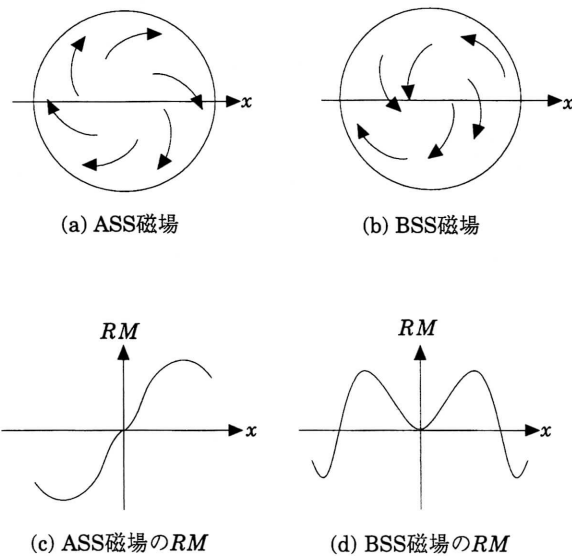


図 2 ASS 磁場・BSS 磁場とその RM

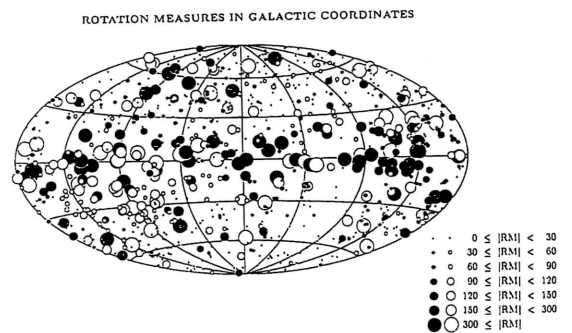


図 3 銀河系の RM
銀河系外の976個の電波源について測定された RM を P. P. Kronberg が銀河座標にマップした。新星爆発など強い磁場による RM のデータは除いてある。○および●の大きさは磁場の強さを、黒白は磁場の向きを表す。これにより銀河系内の磁場の向きがわかる。(Wielebinski & Krause 1993 より)

ると言えるし、同符号であれば磁場の向きも同じということになる。しかしながら銀河内のさまざまな局所磁場の影響と観測者が銀河系内にいるという制約のため RM はかなりの誤差を含みうるので、この点について今のところ確言することはできない。一方、系外銀河の赤道面上下での磁場の向きの異同については観測上の制約から現在のところ断定が不可能である。遠く離れた系外銀河の赤道面上下のシンクロトロン放射源を区別することはできないため、もし同じ大きさの磁場が赤道面上下で反転しているとする RM はゼロと観測されてしまう点に注意しておこう。

3. MHD 方程式

3.1 MHD 近似

銀河の磁場をはじめとする天体宇宙のプラズマ現象はきわめて複雑な物理過程をその中に含んでいる。まず、天体宇宙の現象は、プラズマを構成している個々の粒子のミクロなスケール (10^{-12} cm) からそれらの粒子の集団運動のマクロなスケール (10^{22} cm) まで、非常に多岐にわたるスケールの運動を含んでいる。最も大きなスケールの運動のみに限っても、重力、圧縮性や衝撃波、また光速に近い運動にあっては相対論的な効果を考慮に入れる必要が出てくる。その中で電磁流体力学 (MHD: Magnetohydrodynamics) 的なアプローチは一定の成果を上げている。ここではプラズマのもつさまざまな長さスケールを考えることで大規模運動や磁場など銀河ガスのマクロな性質を MHD 近似で扱う妥当性を見ていく。時間スケールについても同様の議論ができるがそれには立ち入らない。

Debye 長

プラズマは電離気体であり電子とイオンからなっている。プラズマの最も基本的な特徴は、個々のイオンの作るポテンシャル場が周りの電子の集団効果によって打ち消されることである (Debye 遮蔽)。ポテンシャルが遮蔽される距離を Debye 長という。Debye 長 λ_D は

$$\lambda_D = \left\{ \frac{\epsilon_0 k_B T}{n_e e^2} \right\}^{1/2} \cong 0.9 \times \left\{ \frac{T}{10^6 \text{K}} \right\}^{1/2} \left\{ \frac{n_e}{10^4 \text{cm}^{-3}} \right\}^{-1/2} \quad (3)$$

で与えられる。ここで ϵ_0 は誘電率、 k_B は Boltzmann 定数、 T は温度、 n_e は電子の数密度、 e は電子の素電荷である。密度が上がれば遮蔽の効果が上がるため λ_D は短くなる。したがって電離したガスをプラズマとみなせるための条件は系の特徴的長さスケール l_c ($\approx 1 \text{kpc} \approx 10^{21.5} \text{cm}$) が Debye 長 λ_D に比べてずっと長いこと;

$$\lambda_D \ll l_c \quad (4)$$

そして「Debye 球」中に集団効果が起こるに十分な数の電子が存在すること;

$$N_D \equiv n_e \frac{4}{3} \pi \lambda_D^3 \gg 1 \quad (5)$$

である。(4) 式に銀河のパラメタ (ガスの数密度 $n_e = 1/\text{cm}^3$, 温度 $T = 10^4 \text{K}$) を代入すると

$$\lambda_D \cong 6 \times 10^2 \text{cm} \quad (\text{銀河}) \quad (6)$$

となり条件 (4) と (5) を満たしていることがわかる。

平均自由行程

粒子が衝突しないで飛ぶことのできる距離の統計的な平均 (平均自由行程) が考えている運動の長さスケールと同程度のときは個々の粒子のミクロな運動の過程が効くために、粒子の集団をひとまとめにして扱う流体近似は使えない。この平均自由行程 l_{mfp} は電子の数密度 n_e と各粒子の持つ運動エネルギーつまり内部エネルギーまたは温度 T だけで決まり

$$l_{mfp} = \frac{\epsilon_0^2}{n_e} \left\{ \frac{k_B T}{e^2} \right\}^2 \cong 3.5 \times 10^8 \left\{ \frac{T}{10^6 \text{K}} \right\}^2 \left\{ \frac{n_e}{10^9 \text{cm}^{-3}} \right\}^{-1} \text{cm} \quad (7)$$

のように表される。流体近似が有効であるためには

$$l_{mfp} \ll l_c \quad (8)$$

の関係が成り立っていることが必要である。銀河のパラメタを用いると平均自由行程は $l_{mfp} = 10^{14} \text{cm}$ となる。したがって条件 (8) を満たし、銀河のマクロな運動は流体近似によってよく記述されることがわかる。

Larmor 半径

磁場が存在すると粒子の運動は変化する。磁場中の荷電粒子は Lorentz 力を受け、磁場の周りを回転する (サイクロトロン回転)。この旋回の半径を Larmor 半径といい

$$r_L = \frac{m_a v}{eB} \quad (9)$$

で表される。ここで m_a は電子やイオンの質量である。速さ v として熱速度を用いると温度 $T(\text{K})$ 磁場 $B(\text{G})$ のときイオンと電子の Larmor 半径はそれぞれ

$$r_{Li} = 8 \left\{ \frac{T}{10^6 \text{K}} \right\}^{1/2} \left\{ \frac{B}{100 \text{G}} \right\}^{-1} \text{cm}, \quad (10)$$

$$r_{Le} = 0.2 \left\{ \frac{T}{10^6 \text{K}} \right\}^{1/2} \left\{ \frac{B}{100 \text{G}} \right\}^{-1} \text{cm} \quad (11)$$

と書き表せる。銀河のパラメタを入れてみればわかるように Larmor 半径はマクロな運動のスケールと比べてずっと小さい。このことから、特に磁場に対して垂直な方向の運動を扱う際には流体近似が精度よく成り立つことがわかる。

3.2 基礎方程式

前述の密度波理論に見るように重力ポテンシャルと星間ガスの圧縮性は流体プラズマの速度場を考える際の重要な要素である。しかしながら、以下に見るように、磁場の方程式には重力や密度の効果は直接的な形では入ってこない。したがって主にプラズマ中の磁場の構造を考える際にはこれらの要素は速度場のときほどには重要でなくなると考えてもよい。そこで以下の議論では、必要に応じて密度変動の効果を取り入れるが原則として非圧縮性の MHD 方程式を考える。

乱流現象は非常に広い範囲の長さスケールにわたる現象である。このように過程に含まれる連続的かつさまざまな長さスケールを同時に扱うことは困難である。そこで適当な統計平均の操作 $\langle \cdot \rangle$ を導入して各物理量を統計平均量とそこからのゆらぎ量に分けて、平均量に対するゆらぎ量の影響を考えることにする。非圧縮性の MHD 流体の平均場を支配する方程式は

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{U}\mathbf{U} - \mathbf{B}\mathbf{B}) = -\nabla P_M + \nabla \cdot \mathbf{R} + \nu \Delta \mathbf{U}, \quad (12)$$

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{U} \times \mathbf{B} + \mathbf{E}_M) + \lambda \Delta \mathbf{B}, \quad (13)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{U} = \nabla \cdot \mathbf{B} = 0. \quad (14)$$

ここで \mathbf{U} , P_M , \mathbf{B} は速度, MHD 圧力, 磁場の平均部分である。また ν は動粘性率, λ は電気伝導率 σ と透磁率 μ_0 を用いて $\lambda = 1/(\sigma \mu_0)$ と表される磁気拡散率である。ダイアディクスの発散は $[\nabla \cdot (\mathbf{A}\mathbf{A})]^a = (\partial/\partial x^a) A^a A^a$ である。ただしここでわれわれは Alfvén 単位で磁場や圧力などを書いている。

(12)-(13) 式中の Reynolds 応力 \mathbf{R} と乱流起電力 \mathbf{E}_M はゆらぎ速度 \mathbf{u}' やゆらぎ磁場 \mathbf{b}' を用いてそれぞれ

$$\mathbf{R} \equiv \langle \mathbf{u}'\mathbf{u}' - \mathbf{b}'\mathbf{b}' \rangle, \quad (15)$$

$$\mathbf{E}_M \equiv \langle \mathbf{u}' \times \mathbf{b}' \rangle \quad (16)$$

で定義される量で、これらの量を通してゆらぎの効果が取り入れられる。

4. 乱流磁気ダイナモ

乱流起電力は、平均磁場 \mathbf{B} , 平均電流密度 $\mathbf{J} (\equiv \nabla \times \mathbf{B})$, 平均渦度 $\boldsymbol{\Omega} (\nabla \times \mathbf{U})$ にそれぞれ比例する項で

$$\mathbf{E}_M = \alpha \mathbf{B} - \beta \mathbf{J} + \gamma \boldsymbol{\Omega} \quad (17)$$

と書き表せる⁸⁾。ここで各項の係数はそれぞれ

$$\alpha \ll H_R \equiv \langle \mathbf{b}' \cdot \mathbf{j}' - \mathbf{u}' \cdot \boldsymbol{\omega}' \rangle, \quad (18)$$

$$\beta \ll K \equiv \left\langle \frac{1}{2} (\mathbf{b}'^2 + \mathbf{u}'^2) \right\rangle \quad (19)$$

$$\gamma \ll W \equiv \langle \mathbf{u}' \cdot \mathbf{b}' \rangle \quad (20)$$

($\mathbf{j}' \equiv \nabla \times \mathbf{b}'$ はゆらぎ電流密度) という形に、乱流統計量である乱流残留ヘリシティ H_R , 乱流 MHD エネルギー K , 乱流クロス・ヘリシティ W で決められる。

\mathbf{E}_M の式を平均磁場の方程式 (13) に代入すると

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \dots + (\lambda + \beta) \Delta \mathbf{B} \quad (21)$$

となることから (17) 式の第 2 項は分子的磁気拡散または Spitzer 抵抗率 λ と同じような働きをする。この項は乱流の効果で実効的な磁気拡散を強くするため乱流磁気拡散あるいはその大きさからしばしば異常抵抗と呼ばれる。もともとの磁場配位から大規模な磁場構造を生成するためには磁力線のなんらかの繋ぎ換え (reconnection) が必要がある。空間的スケールがきわめて大きいために分子的磁気拡散の効果が (相対的に) 弱い天体宇宙現象では、実効的な拡散を担う乱流磁気拡散はダイナモ過程にとって不可欠である。

乱流起電力の表式 (17) のうち渦度 $\boldsymbol{\Omega}$ に比例する第 3 項を除いたものが従来からよく知られているアルファ・ダイナモの表式である^{9), 10)}。ここでは逆に第 1 項を除いたもの

$$\mathbf{E}_M = -\beta \mathbf{J} + \gamma \boldsymbol{\Omega} \quad (22)$$

を考えよう。この乱流起電力 \mathbf{E}_M の表式を平均磁場の方程式 (13) に代入すると

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{U} \times \mathbf{B} - \beta \mathbf{J} + \gamma \boldsymbol{\Omega}) \quad (23)$$

が得られる。ただしここで乱流磁気拡散率 β に比べて小さいため Spitzer 抵抗 λ は落としてある。この方程式は (γ/β) が空間的に一様であるという近似のもとで

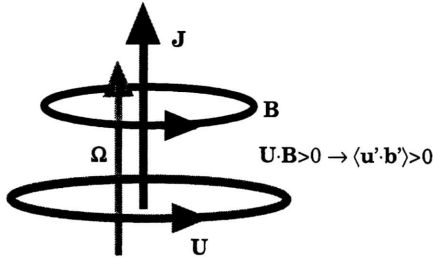


図4 クロス・ヘリシティ・ダイナモ
乱流クロス・ヘリシティ $\langle u' \cdot b' \rangle$ があると渦度 Ω に平行な電流 J が生成される。

$$B = \frac{\gamma}{\beta} U = C \frac{W}{K} U \quad (24)$$

という形の定常解をもつ¹¹⁾。ただし、2つ目の等号は乱流統計量を用いたモデル化から導かれるもので、比例定数は Hamba による数値計算から $C=0.71$ と評価されている¹²⁾。このことは、統計的にゼロでない乱流クロス・ヘリシティ W が存在するとき、(22) 式が渦度に平行または反平行な電流配位をもたらすことから直感的に理解できる(図4)。(24) 式は平均速度場 U にそった平均磁場 B が形成されることを示している。(22) 式および(24) 式で表される機構をクロス・ヘリシティ・ダイナモと呼ぶ。平均の渦度 Ω が存在するとき、すなわち回転運動が本質的な現象ではクロス・ヘリシティ効果が優越することが予想される。以下では表式(24)を銀河にあてはめて議論する。

5. 議論

5.1 クロス・ヘリシティ・ダイナモの一般的性質

(24) 式の比例係数のうちクロス・ヘリシティ W は擬スカラー量であるから座標系の反転に対してその符号を変える。したがって最も簡単なゼロでないクロス・ヘリシティの分布はたとえば

$$\begin{cases} W > 0 & (0 < z < H_D/2) \\ W < 0 & (-H_D/2 < z < 0) \end{cases} \quad (25)$$

で与えられるであろう。このときトロイダル磁場の符号は

$$\begin{cases} B_t > 0 & (0 < z < H_D/2) \\ B_t < 0 & (-H_D/2 < z < 0) \end{cases} \quad (26)$$

となる(図5)。つまりクロス・ヘリシティ・ダイナモによる磁場の形成にあつては、銀河の赤道面の上下でトロイダル磁場の向きが逆転している。このような磁場配位の結果赤道面 ($z=0$) 近傍では銀河中心に向かう電流とそれに伴う磁気拡散が生じているはずである。

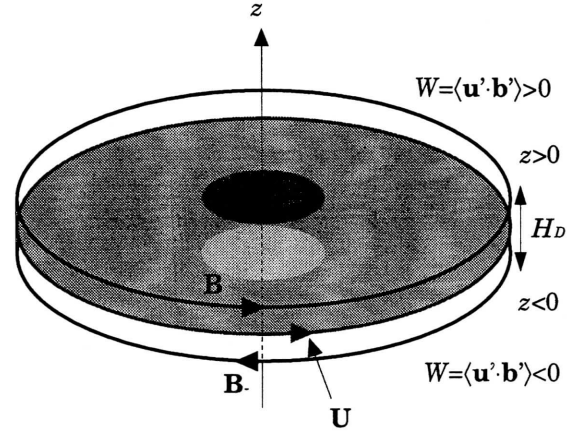


図5 クロス・ヘリシティの分布と磁場

5.2 様々な銀河の磁場の強さ

Alfvén 単位から本来の単位に戻すと磁場の表式は

$$B_t^* = (\mu_0 \rho)^{1/2} B = C (\mu_0 \rho)^{1/2} \frac{W}{K} U \quad (27)$$

のようになる。この式に典型的な銀河回転のパラメタとして密度 $\rho = 10^{-24} \text{g/cm}^3$ 、トロイダル回転速度 $U_t = 250 \text{km/s}$ 、また透磁率 $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ 、 $C=0.71$ を代入するとトロイダル方向の磁場は

$$B_t^* = (\mu_0 \rho)^{1/2} C \frac{|W|}{K} U_t = 0.6 \sim 6 \mu\text{G} \quad (28)$$

と評価できる。ただし乱流クロス・ヘリシティ $W \equiv \langle u' \cdot b' \rangle$ と乱流 MHD エネルギー $K \equiv \langle (u'^2 + b'^2) / 2 \rangle$ の比として $|W|/K = 0.01 \sim 0.1$ を用いている。さまざまな銀河について観測された回転速度と密度などから $C(\mu_0 \rho)_1^{1/2}$

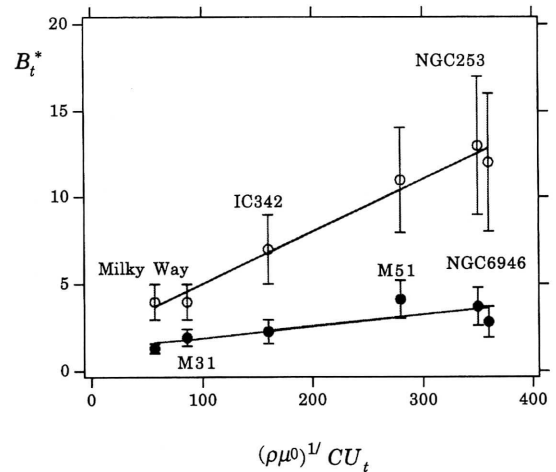


図6 さまざまな銀河の磁場と回転速度
○がシンクロトロン強度の強さから測定されたトータル磁場。●がFaraday回転のRMから求められた平均磁場。

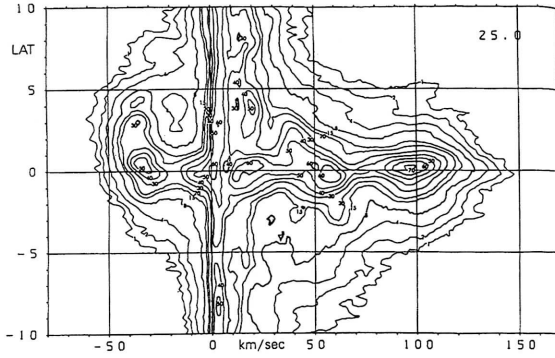


図7 銀河面の波打ち

銀河赤道面上下の密度分布の観測の結果、銀河面が平坦ではなく波打っていること (corrugation) がわかった。横軸は視線方向の星間ガスの速度、縦軸は銀緯。視線方向を固定して銀河面に垂直方向に切った断面図に対応する。(Weaver & Williams 1974 より)

U_l を横軸に、シンクロトロン放射の強さを用いて測定されたトータル磁場の強さと Faraday 回転の RM から測定された平均磁場の強さを縦軸にプロットすると図7のようになる¹³⁾。直線の傾きが $|W|/K$ の値に対応する。かなりよい精度で直線上に乗ることから (27) の表式が確からしいことがわかる。 $|W|/K=0.03$ がトータル磁場を与える。

5.3 銀河中心の強い縦磁場

銀河中心では銀河面に垂直に双極方向へのジェットがあると考えられている。銀河中心領域のダイポール型の強い縦磁場¹⁴⁾もこの双極ジェットに (27) の表式をあてはめることで評価できる。双極ジェットの速さ $U_p=10^2 \text{ km/s}$ 、中心領域の密度 $\rho=10^{-22} \text{ g/cm}^3$ を用いると

$$B_p^* = (\mu_0 \rho)^{1/2} C \frac{|W|}{K} U_p = 10^2 \mu\text{G} \quad (29)$$

となり、ポロイダル縦磁場の観測値 $B_p^* \approx 10^2 \mu\text{G}$ とよく一致する。

5.4 銀河面内の大規模磁場の配位

BSS 磁場配位の発見は大きな驚きであり従来のダイナモ理論に対する大きな挑戦となった。一方から入り一方から出ていくような非対称磁場をいかにして生成するか。この問題に対して Fujimoto と Sawa はダイナモ波を仮定することで定常な BSS 磁場配位が起り得ることを発見した¹⁵⁾。また Ruzmaikin らはさまざまなアルファ・ダイナモ・モードの成長率を検討し低次の非対称磁場が中心から遠いところで形成されうること示した⁴⁾。

もし銀河赤道面の上下でまったく大きさの等しいトロイダル磁場が向きだけ反転しているとすると、観測精度上

RM はゼロとなり平均磁場は検出されないはずである。そこでここでは密度分布の非対称性を導入し、典型的な磁場配位である BSS 配位が導かれることを示そう。

観測から知られているように銀河のガス円盤の密度分布は一様ではない。特に銀河赤道面をはさんでの密度分布は必ずしも対称とは限らず、いくつかの現象で密度分布に非対称性があることが知られている。その代表的な例が銀河面の波打ち (corrugation) と呼ばれる現象である。図7は銀河面上下での密度分布の観測結果を示しているが、密度の極大が赤道面の上下で同じ位置に現れず交互に分布していることがよくわかる¹⁶⁾。この観測結果によれば赤道面の上下で密度に1割から2割程度の差があることがわかる。また銀河の回転曲線も実際には銀河赤道面の上下で微妙な違いを見せていて、回転速度の極大の位置が赤道面上下で一致していないことが知られている¹⁷⁾。銀河赤道面をはさんでの非対称性の別の例が銀河の歪み (warp) と呼ばれる現象である。その観測によれば銀河のガス円盤は平板ではなく比較的遠い位置で歪みを見せている¹⁸⁾。そのような歪んだ銀河は横から見ると丁度積分記号のような形に見えることから「積分記号 (integral sign)」などと呼ばれたりしている。このような歪みは近くに伴銀河を伴う銀河でしばしば観測され、伴銀河との相互作用で銀河面が歪んでいるのではないかと考えられるが定かではない¹⁹⁾。この赤道面上下での非対称性に関連して興味深い理論・数値的結果は、Parker 不安定に伴うガス分布の非対称性である。シート状に分布した磁場の一部が磁気浮力によって浮上すると浮上した部分のガスが磁力線に沿って落下し浮上していない谷間部分でガスの密度が大きくなる。すると落下したガスの重力でさらにガスが谷間に集まり、浮上した磁力線はさらに浮上する。この機構を Parker 不安定というが、この Parker 不安定を数値計算によって再現した結果、銀河面の上下でガスの疎密が入れ違いになる配位が起きやすいということが示されている²⁰⁾。

磁場から速度場への「はねかえり」がない運動学的あるいは線型ダイナモ理論の枠組みではプラズマ密度と速度場が観測あるいは理論から与えられれば (27) 式から磁場が評価できる。ここでは最も簡単な密度と速度場からでも典型的な銀河の磁場配位が導かれることを示すために密度波理論と類似したプラズマの平均密度を与える。ただし非圧縮性を仮定しているここでの議論は圧縮性が本質的な密度波の理論と違いがあることに留意しておく必要がある。非圧縮の仮定の下では密度と流れ関数の函数形は独立でないため密度場を与えると速度場の摂動部分は自動的に決まる。

先の議論をふまえて銀河赤道面の上下で密度分布に非対称性があるとする。赤道面の上下について平均の速度場が決まるのでその速度場から (27) 式を用いてそれぞれの磁

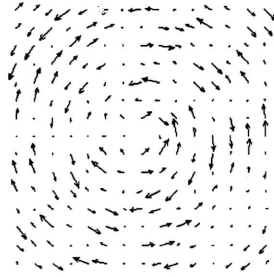


図8 銀河赤道面上下の磁場を重ね合わせた平均磁場

場を求める。その赤道面上下の磁場を重ね合わせたものが図8である¹³⁾。ただし非軸対称部分の速度場の大きさは軸対称部分の10%、また密度の摂動部分の振幅も一樣部分の10%としてある。系外銀河の場合観測されるのはこの磁場に対応する。長軸上に沿ってある部分では内向き別の部分では外向きというBSS磁場配位が再現されている。

最後に、さまざまな回転速度と磁場の大きさの関係を見たとき、シンクロトロン放射から測定されるトータル磁場に比してRM観測を通して求められる平均磁場が小さいことに注意しておこう。銀河赤道面の上下でトロイダル磁場の向きが逆転するクロス・ヘリシティ・ダイナモの立場からは次のような説明が考えられる。もし赤道面の上下で密度・速度の違いなど何らかの非対称性が存在すると上下面の平均磁場の大きさに差が生じる。われわれに観測できる「平均磁場」とはこの差に他ならない。各面で1割の一樣場からのずれがあれば差し引き2割の差が生じる。この値は観測される平均磁場がトータル磁場の2~3割程度しかないことと一致する。最も典型的なBSS磁場配位をもつM51は伴銀河を伴う銀河として有名だが、歪み(warp)のところで述べたようにそのような銀河では赤道面の上下での非対称性が生じているであろう。図7を見るとM51銀河の平均磁場が回転速度の割に大きい、このことも「見かけの平均磁場」に関する上の説明と関係しているかもしれない。

6. ま と め

銀河の磁場はトロイダル磁場が観測できる数少ない現象の一つである。その銀河の磁場に非圧縮のMHD方程式の解析から得られた結果が適用された。速度場と密度場はなるべく観測に近いものを所与とした。速度場にそらった磁場を生成するクロス・ヘリシティの効果として、観測されている各銀河磁場の強さと中心領域での強い縦磁場が説明された。銀河赤道面をはさんでの非対称性を導入することでクロス・ヘリシティ・ダイナモを用いて銀河の代表的磁場配位であるBSS磁場を再現できることも示された。クロス・ヘリシティの効果でASS磁場配位が実現するためには銀河面上下でのグローバルな非対称性が必要である。

この点と関連してアルファ・ダイナモも含んだ統一的なダイナモ理論を構築する必要がある。どのようなときにアルファ効果が働きどのようなときにクロスヘリシティ効果が働くのか、その条件は十分にわかっていない。また生成された磁場は当然Lorentz力を通して速度場に影響を与えるが、そのとき実際にクロス・ヘリシティ・ダイナモの機構が有効に働くかどうかの検証は例えばモデル方程式¹⁴⁾を数値的に解くなどして行わなければならない。これらの点は今後の課題として残されている。

(1994年11月18日受理)

参 考 文 献

- 1) Lin, C. C., & Shu, F. 1964 *Astrophys. J.*, **140**, 646
- 2) Visser, H. C. D. 1980a, *Astron. & Astrophys.*, **88**, 149
- 3) Binney, J., & Tremaine, S. 1987, *Galactic Dynamics* (Princeton: Princeton Univ. Press)
- 4) Ruzmaikin, A. A., Shukurov, A. M., & Sokoloff, D. D. 1988, *Magnetic Fields of Galaxies* (Dordrecht: Kluwer Academic Publishers)
- 5) Sofue, Y., Fujimoto, M., & Wielebinski, R. 1986, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **24**, 459
- 6) Krause, M. 1990, in *Galactic and Intergalactic Magnetic Fields*, I.A.U. Symp. No.140, eds. R. Beck, P. P. Kronberg, & R. Wielebinski, (Dordrecht: Kluwer), 187
- 7) Wielebinski, R., & Krause, F. 1993, *Astron. & Astrophys. Rev.*, **4**, 449
- 8) Yoshizawa, A. 1990, *Phys. Fluids B*, **2**, 1589
- 9) Moffatt, H. K. 1978, *Magnetic Field Generation in Electrically Conducting Fluids*, (Cambridge: Cambridge University Press)
- 10) Krause, F., & Rädler, K. -H. 1980, *Mean-Field Magnetohydrodynamics and Dynamo Theory* (Oxford: Pergamon Press)
- 11) Yoshizawa, A., & Yokoi, N. 1993, *Astrophys. J.*, **407**, 540
- 12) Hamba, F. 1992, *Phys. Fluids A*, **4**, 441
- 13) Yokoi, N. 1993, submitted to *Astrophys. J.*
- 14) Sofue, Y., Reich, W., Inoue, M., & Seiradakis, J. H. 1987, *Publ. Astron. Soc. Jpn.* **39**, 9
- 15) Fujimoto, M., & Sawa, T. 1987, *Publ. Astr. Soc. Japan*, **39**, 375
- 16) Weaver, H., & Williams, D. R. W. 1974, *Astron. & Astrophys. Suppl.*, **17**, 1
- 17) Varsavsky, C. M., & Quiroga, R. J. 1970, in *The Spiral Structure of Our Galaxy*, I.A.U. Symp. No.38, eds. Becker & Contopoulos, (Dordrecht: D. Reidel), 147
- 18) Kruit, P. C. van der 1979, *Astron. & Astrophys. Suppl.*, **38**, 15
- 19) Toomre, A. 1983, in *Internal Kinematics and Dynamics of Galaxies*, I.A.U. Symp. No. **100**, ed. E. Athanassoula, (Dordrecht: D. Reidel), 177
- 20) Matsumoto, R., Horiuchi, T., Shibata, K., & Hanawa, T. 1988, *Publ. Astro. Soc. Jpn.*, **40**, 171