

宇宙初期の星形成と磁場の効果

樋口 公紀 (九州大学大学院 理学府)

Abstract

初期宇宙の磁場強度は非常に弱く、 1nG 未満であると考えられている。そのため宇宙初期の天体形成の研究では、多くの場合磁場の効果が無視されてきた。しかし宇宙の構造形成に伴い磁場は局所的に μG 程度まで増幅されることが示唆されている。近年の研究では、初代星が誕生する環境でも磁場は small-scale turbulent dynamo と呼ばれる機構によって、星や他の天体形成に影響を与える程度まで増幅することが認識され始めてきた。以上の事実から初期宇宙の星形成を考える場合でも磁場を考慮する必要があると考えられる。Susa et al. (2015) では、宇宙線と放射性元素によるイオン化を考慮し、異なる金属量を持つガス雲の熱・化学進化を計算した。また計算結果を用いて磁場とガスの結合の度合を評価した。その結果、金属量が低いほど、または宇宙線やガスに含まれる放射性元素量が多いほど、磁場はガスとよく結合していることを示した。本発表では Susa et al. (2015) に沿って磁場を考慮した様々な環境における星形成過程を議論し、今後自分が行う研究の方針について述べる。

1 Introduction

最近の低金属量星形成における MHD シミュレーションは磁力線が完全にガスに凍結されているという理想過程のもと行われている (e.g., Peters et al. 2014)。しかしながら理想 MHD 近似の金属量領域の正当性は未だ明らかではない。金属量 0 のガスにおいて磁場とガスは強く結合しているため、理想 MHD 近似はジーンズスケールで良い仮定となるが、太陽と同等の金属量ではこの近似は破れ、 $10^{12} - 10^{17}\text{cm}^{-3}$ の密度領域では散逸が有効に効き、磁場は散逸する。結果として実際の原始星円盤形成は磁場の効果を過大評価した近似の結果とは異なると考えられる。この観点から Susa et al. (2015) ではガスの金属量を $0 - 1Z_{\odot}$ の間で変化させ、ガスと磁場の結合を調べた。散逸過程の効く度合を決定するのは荷電粒子量であるため、力学収縮している原始星コアの非平衡化学反応ネットワークを解き、原始星収縮期の磁力線凍結の状態の正当性を調査した。

2 Methods

様々な金属量レンジ ($Z/Z_{\odot} = 0 - 1$) とイオン化パラメータ ($\eta = 0, 0.01, 1, 10$) を持つ球状の分子雲を

仮定し、暴走的に収縮させ、原始星コアの熱・化学進化を計算する。計算結果を用いて磁場とガスの結合の度合を評価する。

2.1 Chemical fractions

Omukai et al. (2005) の 1 次元モデルを発展させたものを採用する。冷却材の chemical fraction は非平衡化学反応ネットワークに基づいて計算する。Omukai et al. (2005) のモデル (50 種) と新たに重要な電荷供給源となりうると思われる 14 種 ($\text{Li}, \text{Li}^+, \text{Li}^{2+}, \text{Li}^{3+}, \text{Li}^-, \text{LiH}, \text{LiH}^+, \text{M}, \text{M}^+, \text{G}, \text{G}^+, \text{G}^-, \text{G}^{2+}, \text{G}^{2-}$) を加える。M, G はそれぞれ金属元素と grain である。

2.2 Ionization parameter

宇宙線 (CR) や放射性元素 (REs) の放射性元素崩壊で発生するガンマ線によるイオン化は分子雲のイオン化度を変化させる。放射性元素 (long-lived REs, short-lived REs) の崩壊と宇宙線 (CR) によるイオン化率 ζ を考える。

$$\zeta = \zeta_{\text{CR}} + \zeta_{\text{RE,short}} + \zeta_{\text{RE,long}} \quad (1)$$

右辺第 1,2 項はイオン化パラメータ η に比例し、第 3 項は金属量に比例する。 $\eta = 0, 0.01, 1, 10$ の場合を考え、それぞれをモデル 1, 2, 3, 4 とする。モデル 1($\eta = 0$) は CR と短寿命 REs によるイオン化がない場合。特に、 $Z = 0$ の場合、イオン化源がないので primordial の未汚染環境に対応している。モデル 2($\eta = 0.01$) は近傍値よりも 100 倍小さい CR によるイオン化率。Stacy & Bromm (2007) では CR 強度が Pop. III 超新星爆発によってできる初代銀河の値と推定している。モデル 3($\eta = 1$) は銀河系と同じ CR 強度で、モデル 4($\eta = 10$) は銀河系よりも 10 倍超新星爆発が起こっている活発な星形成活動を伴う $z \leq 5$ のスターバースト銀河と似ている (Lacki 2014)。

2.3 Dissipation of magnetic flux

ガス中の磁場の散逸は Ambipolar diffusion と Ohmic dissipation から推定できる。2 つの散逸過程を同時に扱うことができるように Nakano & Umebayashi (1986) を改良させたものを用いる。磁力線のガスに対する相対ドリフト速度は次式で与えられる (Nakano & Umebayashi 1986)。

$$v_{Bx} = \frac{A_1}{A} \frac{1}{c} (\mathbf{j} \times \mathbf{B})_x \quad (2)$$

ここで、

$$A = A_1^2 + A_2^2 \quad (3)$$

$$A_1 = \sum_{\nu} \frac{\rho_{\nu} \tau_{\nu} \omega_{\nu}^2}{1 + \tau_{\nu}^2 \omega_{\nu}^2} \quad (4)$$

$$A_2 = \sum_{\nu} \frac{\rho_{\nu} \tau_{\nu} \omega_{\nu}}{1 + \tau_{\nu}^2 \omega_{\nu}^2} \quad (5)$$

c は光速、 $\mathbf{j} (= \sum_{\nu} e q_{\nu} n_{\nu} \mathbf{u})$ は電流、 \mathbf{B} は磁束密度、 $\rho_{\nu} (= m_{\nu} n_{\nu})$ は荷電粒子 ν の密度、 ω_{ν} は荷電粒子 ν のサイクロトロン振動数、下付きの x は $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$ に平行な方向成分を表しており、 ρ, \mathbf{u} は流体の密度と速度である。

磁場とガスの結合度合は (2) 式で表されるドリフト速度 v_{Bx} と次式の自由落下速度 u_{ff} を比較する。

$$u_{\text{ff}} = \sqrt{\frac{2GM}{R}} \quad (6)$$

M, R は原始星コアの質量、半径を表しており、ジーンズ質量とジーンズ半径を用いる。

3 Results & Discussion

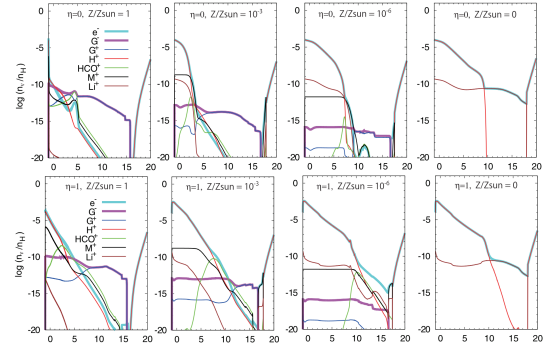


図 1: 数密度関数として主要な荷電種 (e^- , G^\pm , H^+ , HCO^+ , M^+ , Li^+) 量をプロット。8 枚のパネルは 4 つの金属量 ($Z/Z_\odot = 1, 10^{-3}, 10^{-6}, 0$) と 2 つのイオン化パラメータ ($\eta = 0, 1$) に対応する。金属量が豊富な場合の $\sim 10^{16} \text{cm}^{-3}$ で見られる不連続性は非平衡化学から平衡化学に切り替えたことによる。

図 2、図 3 にイオン化パラメータ $\eta = 0, 1$ のケースにおける $n_{\text{H}} - B$ 座標上の v_{Bx}/u_{ff} 比を示す。それぞれの図において 4 つのパネルは 4 つの金属量 ($Z_\odot, 10^{-3}Z_\odot, 10^{-6}Z_\odot, 0$) を表しており、赤の領域は $v_{Bx}/u_{\text{ff}} \geq 1$ の領域で、磁場の散逸領域を示している。

1. $v_{Bx} > u_{\text{ff}}$ のとき
十分に収縮する前に、コアから磁力線が散逸する。
2. $v_{Bx} < u_{\text{ff}}$ のとき
磁場が散逸せず、磁力線が分子雲に強く結合している。

定量的な振る舞いは異なるが、定性的な振る舞いはすべてのモデルで共通なので、基準モデルとしてモデル 3($\eta = 1$) の結果で説明する (図 2)。(a) $1Z_\odot$ 、(b) $10^{-3}Z_\odot$ の高金属量の場合で、磁場の散逸領域である赤色の領域が $10^{12} - 10^{17} \text{cm}^{-3}$ で、 $\log B$ 軸に平

行に細長く存在している。この密度領域では磁場強度に関わらず磁場が Ohmic dissipation によって散逸する。この密度領域の散逸は図 1 で見ると、grain が電荷を支配しているときにあたる。これは grain の電流に対する抵抗率が大きいことが原因している。極端に金属量が低い場合 ((c) $10^{-6}Z_{\odot}$ 、(d) $Z = 0$) を見ていく。(c) $10^{-6}Z_{\odot}$ では散逸密度領域がかなり狭くなり、(d) $Z = 0$ ではほとんど消滅しかかっている。この結果は grain が支配的な電荷になれるほど十分な量がないためである (図 1)。加えて、grain 表面での再結合はこのような低金属量では有効ではないので、電子やイオンの量が相対的に高くなる。したがって Ohmic dissipation が効きにくくなる。また、すべてのパネルにおいて Ambipolar diffusion による散逸領域は図の左上 (低密度で強磁場) に位置する。

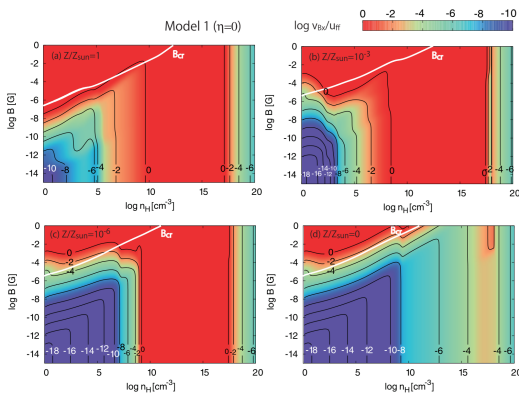


図 2: モデル 1 ($\eta = 1$) の場合における $n_H - B$ 図上の u_{Bx}/u_{ff} 比。数値はログスケールで、4 つのパネルは異なる金属量を表している ((a) $Z/Z_{\odot} = 1$, (b) 10^{-3} , (c) 10^{-6} , (d) 0)。白線は B_{cr} を表す ($\frac{B_{cr}^2}{4\pi R_J} = \frac{\rho GM_J}{R_J^2}$)。

図 3 は $\eta = 0$ の図である。極端に金属量が低い場合 ((c) $10^{-6}Z_{\odot}$ 、(d) $Z = 0$) を見ると、(d) $Z = 0$ では散逸領域がほとんど消滅しており、わずかに図の左上にある程度であるが、(c) $10^{-6}Z_{\odot}$ では図 2 のときよりも広い密度レンジで散逸が起こっている。present-day とは違うタイミングで散逸が効いており、星形成過程が異なることが予想される。図 4 を見ると、散逸領域が全金属量のファーストコアの密度領域より広がった領域まで拡大しており、MHD の効果 (アウトフローの駆動や磁気制動) がファーストコア段階でう

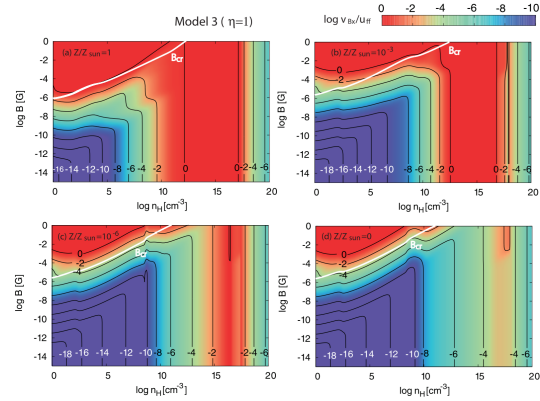


図 3: 図 2 と同じで、モデル 3 ($\eta = 0$) の場合

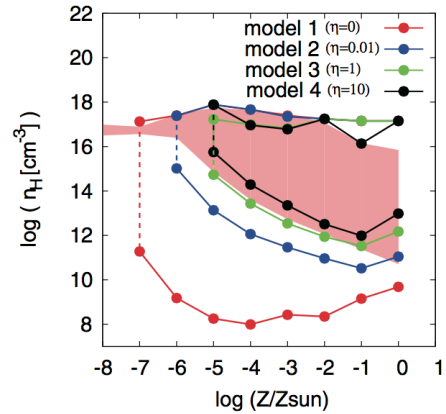


図 4: 異なる金属量を持つガスにおいて Ohmic dissipation によって散逸する磁場の密度領域を示している。同じ色で 2 つに分かれた曲線は数密度が低い境界と高い境界を表している。4 つの色はそれぞれ異なるイオン化パラメータに対応する。破線はその金属量より小さくなった領域では散逸が見られなかったことを示している。赤く影の付いている領域はファーストコア段階の密度領域である。

まく効かない。また、 $\leq 10^{-6}Z_{\odot}$ において最も金属量が低いところではファーストコア段階が消滅する。ファーストコア段階の上の密度境界は他の力学収縮の始まり (H_2 解離による冷却による収縮) を表している。 $n_H \geq 10^{20} \text{cm}^{-3}$ になると H_2 解離が完了し、温度が再び断熱的に上昇し始め、収縮速度は減少し、原始星が形成される。この段階では磁場はガスに強

く結合しているため、磁場が全金属量、全イオン化パラメータにおいて長く存在し、MHD の効果が重要になると考えられる。

4 Conclusion

様々な金属量レンジ ($Z/Z_{\odot} = 0 - 1$) とイオン化パラメータ ($\eta = 0, 0.01, 1, 10$) を持つ球状の分子雲を仮定し、暴走的に収縮させ、原始星コアの熱・化学進化を計算した。計算結果を用いて磁場とガスの結合の度合いを評価した。金属量が Z_{\odot} で CR によるイオン化率が 10^{-17}s^{-1} のとき、コアスケールで考えると $10^{12} \text{cm}^{-3} \leq n_{\text{H}} \leq 10^{17} \text{cm}^{-3}$ の密度領域で磁束は散逸した。金属量の減少とイオン化率の増加に伴い、多くの電荷が grain よりも電子やイオンによって運ばれるようになるので Ohmic dissipation によって散逸する密度領域は狭くなる。金属量が $10^{-6} - 10^{-7} Z_{\odot}$ より小さくなると、イオン化率によっては磁場がジーンズスケールで常にガスに凍結する。したがって、このような低金属量の原始星コアに存在する磁場は散逸を全く受けずに原始星になる可能性がある。

現在の星形成において、磁場は原始星ジェットやアウトフローの駆動、原始星円盤における角運動量輸送のような様々な役割を果たしている。最近 primordial の環境でさえ、磁場は small-scale turbulent dynamo と呼ばれる機構によって増幅され、磁場強度は動力学的に十分なレベルにまで達することが認識され始めてきた。一度初代星が形成されると、磁場は星や星周円盤、原始星付近で生成され増幅される。最終的に超新星爆発で生成、増幅された磁場は星間物質や銀河間物質に散っていく。それゆえに第二世代の星がガスの再収縮によって形成されるとき、磁場はすでに存在していることになる。このような環境での磁場強度の適切な評価はまだはっきりとはしないが、以上の事実から低金属量の星形成での磁場の効果を考慮した研究を行う必要がある。

5 future work

以上の事実から宇宙初期での星形成を考える際も磁場の効果を考慮することが求められる。最近の低

金属量星形成における MHD シミュレーションは磁力線が完全にガスに凍結されているという理想過程のもと行われており、non-Ideal MHD 効果が含まれていない。そこで私は初期宇宙における星形成過程の 3 次元 non-Ideal MHD シミュレーションを行い、宇宙初期の星形成への磁場の影響を調査する。

Acknowledgement

町田正博准教授に多くのご指導をいただきました。深く感謝いたします。野辺山宇宙電波・太陽電波観測所、基礎物理学研究所 (研究会番号: YITP-W-15-04) 及び国立天文台からのご支援に感謝いたします。

Reference

- Barrow, J.D., Bonnell, I.A., Price, N.M. 1997, *Phys. Rev. Lett.* 78, 3610 - 3613
- Lacki, B. C. 2014, *MNRAS*, 440, 373
- Nakano, T., & Umebayashi, T. 1986, *MNRAS*, 218, 663
- Omukai, K. 2000, *ApJ*, 534, 809
- Omukai, K., Tsuribe, T., Schneider, R., & Ferrara, A. 2005, *ApJ*, 626, 627
- Peters, T., Schleicher, D. R. G., Smith, R. J., Schmidt, W., & Klessen, R. S. 2014, *MNRAS*, 442, 3112
- Schleicher, D. R. G. D., Galli, F. Palla, M. Camenzind, R. S. Klessen, M. Bartelmann, & S. C. O. Glover. 2008, *A & A*, 490, 521 - 535
- Schleicher, D. R. G., R. Banerjee, S. Sur, T. G. Arshakian, R. S. Klessen, R. Beck, & M. Spaans. 2010, *A & A*, 522, A115
- Stacy, A., & Bromm, V. 2007, *MNRAS*, 382, 229
- Susa, H., Doi, K., Omukai, K. 2015, *Apj*, 801, 13
- Turk, M. J., Oishi, J. S., Abel, T., & Bryan, G. L. 2012, *ApJ*, 745, 154