

MHD 乱流を用いた星形成シミュレーション

奥山 美奈 (新潟大学大学院 自然科学研究科)

Abstract

本発表では論文 Padoan & Nordlund 2012 ApJ 759 L27 についてのレビューを行う。星形成過程の研究において、巨大分子雲 (GMCs) 内における星形成率 (SFR) の数値シミュレーションは様々なものが行われている。しかしながら実際に観測されている SFR に近い値を得ることは難しく、概して観測値よりも高い値となっているのが現状である。計算に比べ実際の SFR が異なる理由としては磁場と乱流の影響があると考えられており、実際分子雲内で超音速乱流の観測がされている。

この研究では sink particle を導入して超音速 MHD 乱流及び自己重力のもとで AMR シミュレーションを行うことで、GMCs で観測されたのと同程度の SFR を得た。また SFR を表す関係式として銀河内での星形成によく用いられる Schmidt-Kennicutt 則があるが、これに含まれる係数を free-fall time と dynamical time を用いた簡単な式で表すことを提案する。

1 Introduction

恒星は分子雲 (MCs) が重力収縮によって凝集することで形成される。単位時間あたりに形成される恒星の総質量は星形成率 (SFR) [$M_{\odot} yr^{-1}$] と呼ばれ、星形成活動の重要な指標として用いられる。

この SFR については数値シミュレーションによる解析等多くの研究が行われてきた。しかしながら、実際に観測されている SFR にシミュレーションから得られる値を合致させることは難しく、観測から見積られる SFR の値に比べて非常に大きな値となってしまうことが多い。実際の SFR に影響を与えており、シミュレーションとの差異を与えている要因としては分子雲内の磁場と乱流の存在が挙げられる。磁気エネルギーは重力エネルギーに匹敵するだけのエネルギーを持っているために、分子雲の構造や星形成に及ぼす影響は大きなものとなるのである。実際に分子雲の観測からは MHD 乱流 (磁気乱流) が確認されており、星形成過程を考えるには分子雲内の磁場や乱流について考慮することが重要であるといえる。

以上のことから、この研究では超音速 MHD 乱流を含むような巨大分子雲 (GMCs) について星形成過程のシミュレーションを行い、SFR について扱う。

2 Methods

まず初めに SFR について考える。銀河内での SFR を表す関係式として Schmidt-Kennicutt 則

$$\dot{\rho}_{stars} \propto \rho_{gas}^N$$

があるが ($N = 1 - 2$)、これを

$$\dot{\rho}_{stars} = \frac{\epsilon_{ff} \rho_{gas}}{t_{ff}}$$

とし、係数 ϵ_{ff} について着目する。ここで $\dot{\rho}_{stars}$ は単位体積あたりの恒星の形成率を表し、一方 ρ_{gas} はガスの質量密度を表す。 t_{ff} は自由落下時間であり、平均密度 ρ_0 を用いて

$$t_{ff} = \sqrt{\frac{3\pi}{32G\rho_0}}$$

で表される。これらから ϵ_{ff} は単位体積あたり自由落下時間あたりの SFR を表すということが出来る。これ以降はこの ϵ_{ff} について扱っていく。

次に音速 Mach 数 M_s 、Alfvén Mach 数 M_a を用いることを考える。この 2 つはそれぞれ

$$M_s = \frac{\sigma_{V,3D}}{c_s}, \quad M_a = \frac{\sigma_{V,3D}}{v_a}$$

と定義され、 $\sigma_{V,3D}$ は分子雲のガスの 3 次元二乗平均速度を表す。 c_s は音速、 v_a は Alfvén 速度である。

Alfvén 速度は磁場とイオンの数密度を含むため、この 2 つの Mach 数を用いることで分子雲内の運動速度と密度、磁場をシミュレーションに取り込むことができる。

また、 t_{ff}/t_{dyn} に対する ϵ_{ff} の依存性も確かめることにする。 t_{dyn} は力学時間を表わし、

$$t_{dyn} = \frac{L}{2\sigma_{V,3D}}$$

とする。ここで L はシミュレーションにより計算する領域のスケールである。

以上を用いて星形成領域におけるシミュレーションを行う。計算には AMR 法を用いた。ただし、分子雲中で形成された原始星は内部の時間変化が非常に急速であるために原始星形成以降の進化を直接計算することは難しい。このため sink particle (Bate, Bonnell, & Price (1995)) を導入する。sink particle は通常のガスの分子に比べ質量が非常に大きく、重力によって一定の距離内にある他の粒子を全て吸着すると考える粒子である (図 1)。sink particle は密度が平均密度よりも 10^5 倍大きくなった box 内で、

- 1) 重力ポテンシャルが局所的に最小となる
- 2) 3 次元速度発散が負
- 3) 他の sink particle が追放半径 ($17.5\Delta x$, Δx は最高分解セルサイズとする) 内に存在しない

という条件を満たす時生じるとして、この sink particle が星を近似的に表すとする。

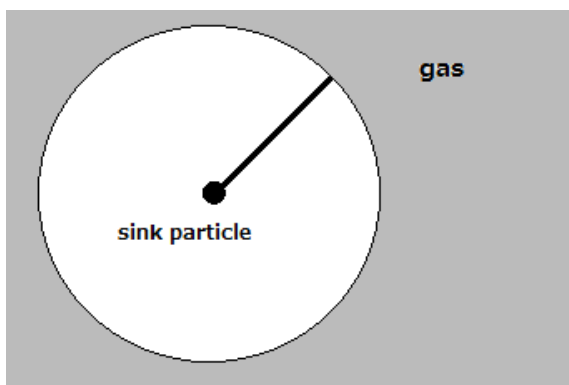


図 1: sink particle

シミュレーションにおいては以下のような状況を設定し、計算領域内に周期境界条件を課し、等温状態方程式を用いる。また、外部から加わる力ではな

く内部の乱流によって星形成が進行するという状況を考え、発散のない (ソレノイダルな) ランダム力が Fourier 空間での波数 $1 \leq k \leq 2$ において加わるとする。ここで $k = 1$ はシミュレーションにおける box の大きさに対応する。このランダム力は星の形成率には依らない、つまり星形成の進行段階に依らないとして考えた。

シミュレーションは一様密度、一様磁場から始め、最初の約 $5t_{dyn}$ の間は自己重力無しとする。 M_s は大きさが 10pc のオーダーの GMCs における典型値として $M_s = 10, 20$ の 2 つを選んだ。これに対し M_a は、 $M_s = 10$ については $M_a = 33, 5$ の 2 つを、 $M_s = 20$ については $M_a = 20, 5, 1.25$ の 3 つの値をとるような平均磁場についてそれぞれ計算した。

表 1: 計算に用いた値と得られた ϵ_{ff}

Run	M_s	M_a	t_{ff}/t_{dyn}	$L_{J,i}/\Delta x_i$	ϵ_{ff}
M10B0.3G12.5	10	33	3.09	20	0.00
M10B0.3G25	10	33	2.18	14	0.10
M10B0.3G50	10	33	1.54	10	0.20
M10B0.3G100	10	33	1.09	7	0.41
M10B0.3G200	10	33	0.77	5	0.46
M10B0.3G400	10	33	0.54	3.5	0.59
M10B2G12.5	10	5	3.09	20	0.00
M10B2B25	10	5	2.18	14	0.03
M10B2G50	10	5	1.54	10	0.09
M10B2G100	10	5	1.09	7	0.22
M10B2G200	10	5	0.77	5	0.28
M10B2G400	10	5	0.54	3.5	0.38
M10B2G600	10	5	0.39	2.5	0.47
M20B1G50	20	20	3.09	10	0.008
M20B1G100	20	20	2.18	7	0.10
M20B1G200	20	20	1.54	5	0.16
M20B1G400	20	20	1.09	3.5	0.28
M20B1G800	20	20	0.77	2.5	0.44
M20B4G50	20	5	3.09	10	0.008
M20B4G100	20	5	2.18	7	0.06
M20B4G200	20	5	1.54	5	0.15
M20B4G400	20	5	1.09	3.5	0.20
M20B4G800	20	5	0.77	2.5	0.28
M20B16G50	20	1.25	3.09	10	0.008
M20B16G100	20	1.25	2.18	7	0.06
M20B16G200	20	1.25	1.54	5	0.15
M20B16G400	20	1.25	1.09	3.5	0.25
M20B16G800	20	1.25	0.77	2.5	0.30

また、格子点の数は minimum Jean's length との

比率に着目して決定した。Jeans' length は密度を含んでいるため、密度が異なれば box の size は当然変化する。この研究で用いる物理量のうち、密度を含むのは t_{ff} である。今回、 t_{ff}/t_{dyn} が等しいシミュレーションでは Jean's length あたりの box 数は等しくなるようにした。以上のことについては表 1 で、計算から得られた ϵ_{ff} と共に一覧にまとめている。

root grid 数は初めは 128^3 で計算し、その後自己重力を導入してからは 64^3 として計算した。

3 Results

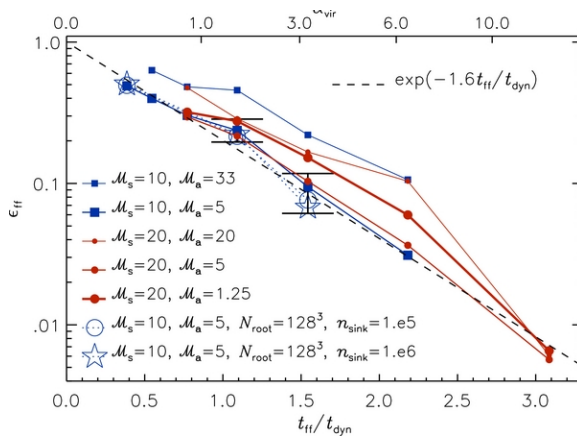


図 2: ϵ_{ff} の依存性 (Padoan & Nordlund. (2012))

図 2 は全てのシミュレーションから得られた ϵ_{ff} の値をまとめたものである。

このシミュレーションからわかる最大の特徴は、 ϵ_{ff} は t_{ff}/t_{dyn} に対する依存性が最も強いということである。図 2 に見られるように ϵ_{ff} が t_{ff}/t_{dyn} の増加につれて指数関数的に減少していることは明らかである。実際、図中に破線で示されているのは

$$\epsilon_{ff} = \exp(-1.6t_{ff}/t_{dyn})$$

となる指数関数で、 ϵ_{ff} の形はおおよそこの式に fit する。

また、 $M_a, t_{ff}/t_{dyn}$ を固定した時、 ϵ_{ff} が M_s によらずほぼ一定であることが読み取れる。同様に M_a に対しての依存性を見ると、 $M_a = 20$ から減少するにつれて ϵ_{ff} は減少する。 $M_a \approx 5$ でピークを迎え、それ

以降は M_a の減少に伴い ϵ_{ff} は増加していることがわかる。しかし M_a 値の変化に対する ϵ_{ff} の変化は小さく、よって M_a への依存性は小さい。今回考えたよりも更に M_a が大きい(磁場が弱い)状況ならば、 ϵ_{ff} は大きくなりこの関数から離れていくだろう。しかしながら実際の星形成領域において磁場は $M_a = 1-10$ の範囲に収まっている (Padoan&Nordlund 1999; Lunttila et al. 2008,2009; Heyer&Brunt 2012)。

よって現実的な値に対するシミュレーションにおいて、 ϵ_{ff} に対する M_a, M_s への依存性は無視できる。

以上のことから、 ϵ_{ff} を

$$\epsilon_{ff} = \epsilon_{wind} \exp(-1.6t_{ff}/t_{dyn})$$

として表すことを提案する。 $\epsilon_{wind} \approx 0.5$ は星形成における質量損失を表し、ジェットなどに由来すると考える。

4 Discussion

3.Result において提案した式の妥当性についてここで考える。Evans et al(2009) では、ClassII 段階の life time が 2 ± 1 Myr であるという推定が行われており、この結果からは $\epsilon_{ff} = 0.02-0.12$ が得られるのだが (Padoan & Nordlund. 2011)、今回シミュレーションで示された値はこれによく一致した。Krumholz & Tan.(2009) による GMCs の sample を用い、これに $t_{ff}/t_{dyn} \approx 1.4 \pm 0.5(1 - \sigma)$ 、また $\epsilon_{wind} \approx 0.5$ としたところ得られた値も同程度の $\epsilon_{ff} = 0.02 - 0.12$ となる。また、オリオン大星雲の観測から得られた値は $\epsilon_{ff} = 0.03 - 0.09$ となっており、これもまた今回得た値によく似ている (Krumholz & Tan. 2009)。以上から、今回の研究から得られた ϵ_{ff} の関係式は先行研究より得られた ϵ_{ff} を満たしている。つまり ϵ_{ff} は t_{ff}/t_{dyn} にのみ強く依存するといえる。

t_{ff} は平均密度に、 t_{dyn} は星形成領域の運動速度に依存する値であるから、つまり ϵ_{ff} は領域の密度と速度のみで決められるということになる。このシンプルな法則は銀河形成と進化の研究に容易に導入することができる。

5 Conclusion

今回扱った内容をまとめると

- 1) ϵ_{ff} は t_{ff}/t_{dyn} に依存し、この増加に伴い指数的に減少する
- 2) ϵ_{ff} の M_s に対する依存性は ($10 \leq M_s \leq 20$ の範囲で) 小さい
- 3) M_a の減少、つまり磁場の増大に伴って ϵ_{ff} は減少するが、 M_a がある値以下になると ϵ_{ff} は増加する。ただし、分子雲に典型的な M_a ではあまり大きくは変化しないとなる。

以上のことから、SFR を表す式として

$$\epsilon_{ff} \approx \epsilon_{wind} \exp(-1.6t_{ff}/t_{dyn})$$

が提案される。

Reference

- Evans II N. J., Dunham M. M., Jørgensen J. K., Enoch M. L., Merín B., van Dishoeck E. F., Alcalá J. M., Myers P. C., Stapelfeldt K. R., Huard T. L., Allen L. E., Harvey P. M., van Kempen T., Blake G. A., Kerner D. W., Mundy L. G., Padgett D. L., & Sargent A. I. 2009. *ApJS*, 181, 321
- Heyer M., Krawczyk C., Duval J., and Jackson J. M. 2009. *ApJ*, 638, L25
- Krumholz M. R. and Tan J. C. 2007. *ApJ*, 654, 304
- Lunntila T., Padoan P., Juvela M., & Nordlund Å. 2008. *ApJ*, 686, L91
- Matthew R. Bote., Ian A. Bonnell., and Nigel M. Price 1995
- Padoan P. and Nordlund Å. 2012. *ApJ*, 759, L27
- Padoan P. and Nordlund Å. 2011. *ApJ*, 730, 40