

原始惑星系円盤内の物質移動

田崎 亮

京都大学大学院 理学研究科 宇宙物理学教室 修士1年

1 概要

原始惑星系円盤は原始星と同時に作られるガスとダストから成る円盤である。惑星や小惑星といった天体はこの原始惑星系円盤から形成されると考えられているが、その形成過程には未だ未解明な部分も多い。2006年、NASAの探査機である STARDUST はヴィルト第2彗星の塵を地球に持ち帰ることに成功し、形成当時のヴィルト第2彗星には大量の結晶質シリケートが含まれていたことを明らかにした (Brownlee et al. 2006; Zolensky et al. 2006; Westphal et al. 2009)。これより太陽系初期の原始惑星系円盤には大規模な物質移動があったことが示唆される。なぜなら、ヴィルト第2彗星は天王星よりも遠い、極低温の領域で形成されたと考えられている一方、このような結晶質シリケートは中心星近傍の高温領域で形成されたと考えられているからである。これらの事実を説明するためには円盤の内側から外側に向かった物質移動が必要となるが、実際そのような物質移動が可能であるかは定かではない。そこで本講演では Hughes & Armitage(2010)の論文に基づき、円盤内の物質移動に関するシミュレーションについて紹介する。また観測を無矛盾に説明するためにはどのような条件が必要か議論する。

2 方法

2.1 ガス抵抗

原始惑星系円盤の99%はガスであり、残りの1%がシリケートなどのダストである。これらのガスやダストは中心星の周りを Kepler 回転している。正確に言えばガスは Kepler 回転より少し遅く回転している (sub-Keplerian)。なぜなら、ガスは動径方向にガス圧を感じるため、みかけの重力が小さくなるからである。つまり、ガスとダスト間では回転方向にわずかな速度差が生じ、それによってダストはガスからあたかも空気抵抗のような抵抗力を受けることになる。これをガス抵抗と呼ぶ。

ガス抵抗のタイムスケール t_s と Kepler タイムスケール $t_K (= \frac{1}{\Omega_K} = 1/\sqrt{\frac{GM}{r^3}})$ の比をとった無次元量 T_{stop} を考えると、

$$T_{\text{stop}} = t_s/t_K = 2.7 \times 10^{-5} \left(\frac{\Sigma_g}{3.5 \times 10^2 \text{ g cm}^{-2}} \right)^{-1} \left(\frac{\rho_p}{3 \text{ g cm}^{-3}} \right) \left(\frac{s}{20 \mu\text{m}} \right) \quad (2.1)$$

のように書ける。ここで、 Σ_g はガス面密度、 ρ_p はダストの内部密度、そして s がダストのサイズである。これを無次元ストップングタイムと呼ぶ。

$T_{\text{stop}} \ll 1$ となる場合、ガス抵抗が強く効くためダストはガス抵抗を受けガスと一体となって sub-Kepler 回転をする。その結果ダストにかかる遠心力が重力に負けて、中心星方向へ移動する。しかし、動径方向にも同様にガス抵抗が良く効くため、動径方向の重力による引きつりとガス抵抗がバランスし、結果としてダストはほとんど落下しない。この状態をガスとダストが十分 Couple していると呼ぶ。逆に、 $T_{\text{stop}} \gg 1$ となる場合、今度はガス抵抗が弱いので、ダストは Kepler 回転、ガスは sub-Kepler 回転のような運動する。ダストはその速度差によって角運動量を失い、中心星方向へ落下する。この場合は、先程と違って、動径方向にもガス抵抗がほとんど効かないため、ダストはずるずると中心星方向へ落ちていくだけである。この状態を Decouple していると呼ぶ。

2.2 乱流ガスの効果

円盤中のガスは磁気回転不安定性などによって乱流状態になっていると考えられている。そのため、ガスとよく couple したダストは乱流状態のガスにかき回され、ランダムウォークをされると考えられる。この動径方向のダストの乱流拡散による速度 v_{turb} は、ダストの拡散係数を D_p として、

$$v_{\text{turb}} = \pm \sqrt{\frac{2D_p}{\Delta t}} \quad (2.2)$$

となる。ここで、 Δt は数値計算のタイムステップである。この粒子の拡散係数 D_p はガスの拡散係数 D_g と無次元ストップングタイム T_{stop} を用いて、

$$D_p = D_g \frac{1 + 4T_{\text{stop}}^2}{(1 + T_{\text{stop}}^2)^2} \quad (2.3)$$

のように書き表される (Youdin & Lithwick 2007)。典型的にはガスの拡散は粘性拡散によって生じることから $D_g = \nu$ と考えられている。

2.3 ガスの流れ

ガスとよく Couple しているダストの運動はガスの流れにも大きく影響を受ける。今回の数値計算では二種類のガスの流れを考え、それぞれの流れに対して物質移動にどのような影響が出るのかを調べる。二種類のガスの流れのうちひとつが Accretion Flow、もうひとつが Midplane Flow である。それぞれの特徴について以下に述べる。

2.3.1 Accretion Flow

円盤中のガスは粘性による角運動量輸送によって拡散する (図 1)。円盤のガス面密度の時間進化は、

$$\frac{\partial \Sigma_g}{\partial t} - \frac{3}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r^{1/2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^{1/2} \nu \Sigma_g \right) \right] = 0 \quad (2.4)$$

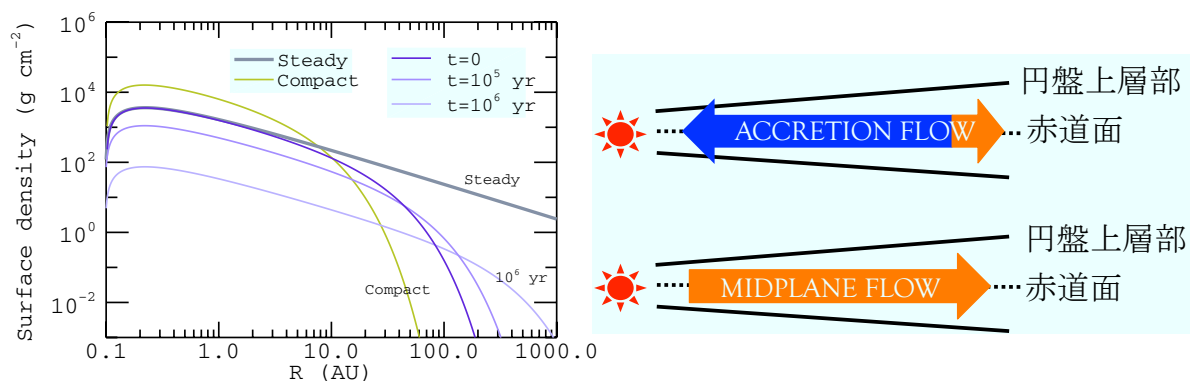


図2 二種類の Gas Flow

図1 ガスの粘性拡散の様子

に従う (Pringle 1981)。ここで乱流粘性 ν は α モデル (Shakura & Sunyaev 1973) を仮定し、無次元パラメーター α を用いて $\nu = \alpha c_s H_g$ のように書ける。ここで c_s は音速であり、 H_g はガスのスケールハイトである。この時、ガスの動径方向の速度は、

$$v_{\text{acc}} = -\frac{3}{\Sigma_g r^{1/2}} \frac{\partial}{\partial r} \left(\nu \Sigma_g r^{1/2} \right) \quad (2.5)$$

のように書ける (Pringle 1981)。このような動径方向の流れを Accretion Flow を呼ぶ。Accretion Flow は大部分において内向きの流れとなるが、円盤外側の円盤が広がっていく部分では外向きの流れとなる。

2.3.2 Midplane Flow

ダストが赤道面に沈殿すると Accretion Flow とは異なった流れを感じる。それが Midplane Flow である。Midplane Flow は円盤の二次元シミュレーションによって発見された赤道面付近の外向きの流れである (Urpin 1984; Rozyczka et al. 1994)。内側から外側に向かった物質移動が効率よく起こるため、Upper Limit を決めることができると考えられる。軸対称の Navier-Stokes 方程式において、鉛直方向の mixing がないと仮定すると動径方向のガスの速度 v_{merid} は、

$$v_{\text{merid}} = \left[\frac{\partial}{\partial r} (r^2 \Omega_g) \right]^{-1} \left[\frac{1}{r \rho_g} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^3 \nu \rho_g \frac{\partial \Omega_g}{\partial r} \right) + \frac{r^2 \nu}{\rho_g} \frac{\partial}{\partial z} \left(\rho_g \frac{\partial \Omega_g}{\partial z} \right) - r^2 \frac{\partial \Omega_g}{\partial t} \right] \quad (2.6)$$

である (Takeuchi & Lin 2002)。 Ω_g はガスの角速度であり、遠心力、ガス圧、重力の釣り合いから得られる。また ρ_g は鉛直方向の重力とガス圧の釣り合いの式から決まる。

3 数値シミュレーション

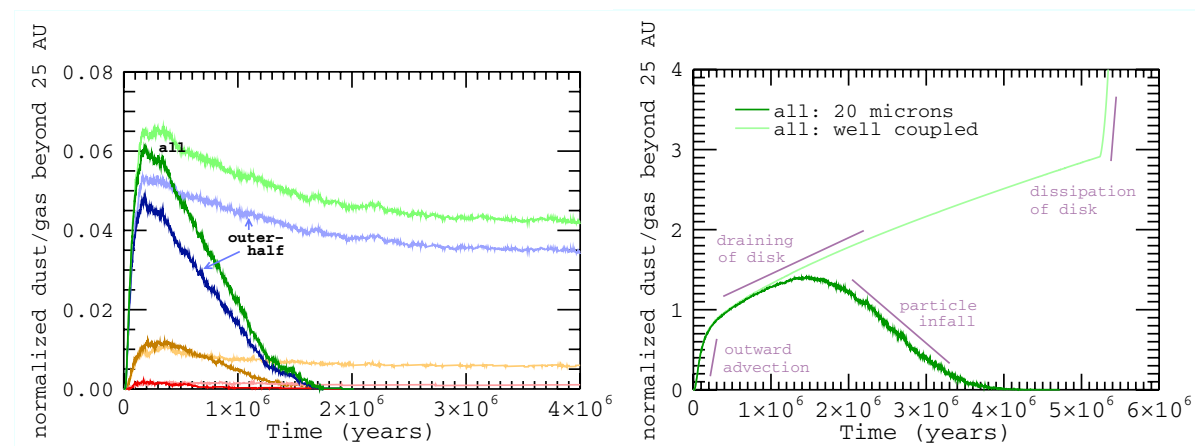
3.1 初期条件

初期粒子を 0.5AU-10AU の領域に配置する。0.5-2.5AU を inner quarter region、0.5-5AU を inner region そして、5-10AU を outer region と呼び、粒子をほぼ一様に分布させる。また彗星形成領域を 25AU 以上であると仮定する。ガス面密度の初期条件は定常降着円盤における表式にカットオフを加えたものを採用する。即ち、

$$\Sigma_g(r, t = 0) = \frac{\dot{M}_0}{3\pi\nu} \left(1 - \sqrt{\frac{r_{in}}{r}}\right) \exp\left(-\frac{r}{r_d}\right) \quad (3.1)$$

ここで $\dot{M}_0 = 1.8 \times 10^{-7} [M_\odot/\text{yr}]$ 、 $r_d = 20 [\text{AU}]$ である、 r_{in} は円盤内縁の半径であり 0.099[AU] とした。

3.2 計算結果



薄い色：Well-Coupled な粒子

濃い色：20[μm] サイズの粒子

図3 Accretion Flow Case

薄い色：Well-Coupled な粒子

濃い色：20[μm] サイズの粒子

図4 Midplane Flow Case

数値計算の結果を図3、図4に示す。図3の縦軸は25AUより外側におけるある時刻での粒子数とガスの質量の比：

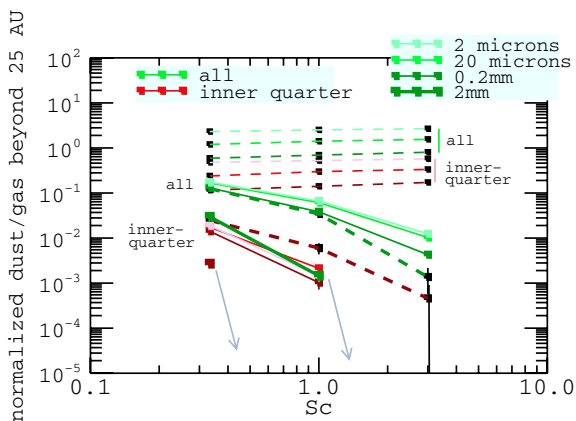
$$C_N = \frac{(\text{number particles})_{>25\text{AU}} / (\text{gas mass})_{>25\text{AU}}}{(\text{number particles})_{\text{source}, t=0} / (\text{gas mass})_{\text{source}, t=0}} \quad (3.2)$$

であり、横軸は時間である。また色は元々いた領域によって色分けしている。(緑:全粒子、赤:Inner Quarter Region、黄色:Inner Region、青:Outer Region である。)

Accretion Flow における $20[\mu\text{m}]$ の粒子の運動について注目する (図 3、濃い線)。始めはガスと粒子がよく couple しているためガスの流れに乗って彗星形成領域へと運ばれる。しかし、ある程度時間が経つとガス面密度が拡散によって薄くなるため次第に decouple していく。その結果、ガス抵抗による中心星方向の落下が起こり、 $2 \times 10^6[\text{yr}]$ にはほぼ全ての粒子が彗星形成領域からいなくなる。

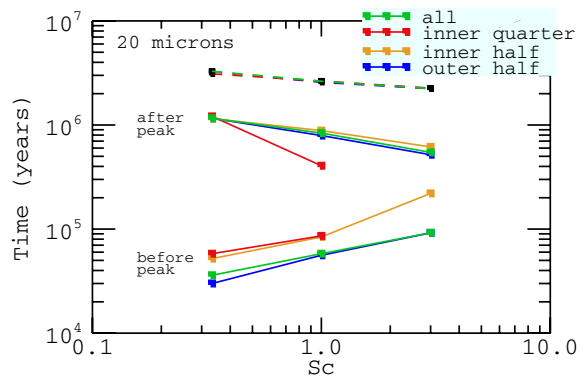
次に Midplane Flow における $20[\mu\text{m}]$ の粒子の運動について注目する (図 4、濃い線)。こちらは先程と違って効率よく多くの粒子を彗星形成領域へと運んでいることがわかる。 $2 \times 10^5[\text{yr}]$ 当たりにある折れ曲がり、それ以前は Midplane Flow によって運ばれる粒子に加えて、ガスの拡散による Disk Expansion(式 2.4) によって運ばれる粒子がいるためである。こちらも Acc. Flow と同様に最後はガス抵抗によって粒子は彗星形成領域から落下していくことがわかる。

次に Schmidt 数を変えて計算を行なう。Schmidt 数はガスの拡散係数に関する値で $Sc = \nu/D_g$ で定義される。円盤における Schmidt 数は $1/3 < Sc < 3$ の範囲内にあると考えられている。そこでこの範囲内において Schmidt 数が変化したときに物質移動の様子がどのように変化するかを調べる。その結果を図 5、図 6 に示した。図 5 は横軸に Schmidt 数、縦軸は図 3 と同様である。Schmidt 数を小さくした場合はガスの拡散係数を大きくすることに対応するため、25AU 以上に運ばれる粒子数は一桁近くも増大することがわかる。また図 6 はそのピークの時間幅と Schmidt 数の関係を示したものであるが、ここから Schmidt 数を小さく取るとピークの幅を広くなっていることがわかる。



点線は Midplane Flow、実線が Accretion Flow の結果である。赤は Inner Quarter Region、緑は全粒子についてである。

図 5 Sc と物質移動の変化



点線は Midplane Flow、実線が Accretion Flow の結果である。粒子サイズは $20[\mu\text{m}]$ である。色と領域の対応については図中に示した通りである。

図 6 Sc とタイムスケールの変化

4 議論

Hughes & Armitage 2010 においてはあまり観測的な制限について言及されていなかったため、それについても多少触れつつ議論する。ここでは 0.5AU-5AU にいるシリケートが結晶化していると仮定する。図 3、図 4 のピーク時に瞬間的に彗星が形成されたと考えるとその彗星に含まれる結晶質シリケートの割合は Acc. Flow で 20%、Mid. Flow で 42% となる。観測的にはおおよそ 25-30% が必要だと考えられている (Sitko et al. 2011; Takigawa et al. 2012)。Midplane Flow はこの制限を満たしているが、注意点としては現実にはこのような流れがあるかどうかは不明であるということである。このような流れが STARDUST の結果をコンシステントに説明するために必要かどうかは円盤の Schmidt 数に依る。次に Accretion Flow に注目すると、こちらは観測からの制限を満たしていない。その上、この 20% という数字はあくまでピーク時の値であるので、この値は実際にはさらに厳しくなることが予想される。しかし Schmidt 数が下限値に近い値であった場合、円盤外側へ運ばれる粒子数が一桁近く増大することから、彗星形成が円盤進化の最初の 1Myr 程度で起こったと考えられる限り STARDUST の結論をコンシステントに説明できると考えられる。

今後の展望としては、今回の論文では空隙率を考えないコンパクトなダストを扱っていたが、より現実的なダストを想定するために空隙率を考慮に入れた数値計算を行い、また円盤表層部での輻射圧などについても考慮した場合に円盤外側へ向かった物質移動にどのような影響を与えるかなどについても調べていきたいと思っている。

参考文献

- [1] Adachi, I., Hayashi, C., & Nakazawa, K. 1976, *Prog. Theor. Phys.*, 56, 1776
- [2] Brownlee, D., et al. 2006, *Science*, 314, 1711
- [3] Hughes, A. L., & Armitage, P. J. 2010, *ApJ*, 719, 1633
- [4] Pringle, J. E. 1981, *ARA & A*, 19, 137
- [5] Rozyczka, M., Bodenheimer, P., & Bell, K. R. 1994, *ApJ*, 423, 736
- [6] Shakura, N. I., & Sunyaev, R. A. 1973, *A & A*, 24, 337
- [7] Sitko, M. L., Lisse, C. M., Kelley, M. S., et al. 2011, *AJ*, 142, 80
- [8] Takeuchi, T., & Lin, D. N. C. 2002, *ApJ*, 581, 1344
- [9] Takeuchi, T., & Lin, D. N. C. 2005 *ApJ*, 623, 482
- [10] Takigawa, A., & Tachibana, S., 2012, *ApJ*, 750, 149
- [11] Urpin, V. A. 1984, *Sov. Astron.*, 28, 50
- [12] Weidenschilling, S. J. 1977a, *MNRAS*, 180, 57
- [13] Westphal, A. J., Fakra, S. C., Gainsforth, Z., Marcus, M. A., Ogliore, R. C., & Butterworth, A. L. 2009, *ApJ*, 694, 18
- [14] Youdin, A. N., & Lithwick, Y. 2007, *Icarus*, 192, 588