

# 乱流が存在する原始惑星系円盤中の固体微粒子の動力学

三宅 智也 (名古屋大学大学院 理論宇宙物理学研究室)

## Abstract

乱流が存在する原始惑星系円盤中の固体微粒子の動力学について調べた、Youdin&Lithwick(2007)を紹介し、さらに、この論文においても考慮されていなかった円盤風の効果を取り入れた場合の固体微粒子の分布について論じる。原始惑星系円盤中には乱流が存在しており、その乱流は磁気回転不安定性 (MRI) によって発生すると考えられている。乱流ガスによる粒子の攪拌の状況を決定することは、惑星形成の分野、特に微惑星の形成を研究する上で重要な研究課題である。具体的には、粒子同士の衝突時の相対速度を決定することにより、衝突合体もしくは破碎の条件の規定や、非弾性的なエネルギー散逸を見積ることが可能になる。この論文では、周転円振動と垂直振動の両方を含むケプラー円盤の動力学の効果を取り入れ、固体微粒子に及ぼすガスの乱流運動による力を確率的に扱った上で、固体粒子の拡散と、そのランダムな速度の時間発展を計算している。方法としては、等方的な乱流を仮定しており、ブラウン運動を記述するランジェバン方程式を用いて、粒子のランダムな速度と拡散について解析的に求める。その結果、以下のような固体微粒子の拡散に関する結果が得られた。(i) 垂直方向の粒子拡散から、円盤の粒子層は大きな粒子になるほど赤道平面に沈殿するため薄くなる。(ii) 同じ粒子の大きさでも、乱流の渦の回転時間が軌道振動する時間よりも大きいと薄くなる。一方、MRI によって円盤風が駆動されることが指摘されている。しかしながら、固体微粒子の動力学に与える円盤風の影響はこれまで調べられていない。そこで、円盤風の効果を取り入れた場合の固体微粒子の運動についても議論する。

## 1 Introduction

惑星は原始惑星系円盤の中で形成されていく。惑星形成モデルの中で、現在最も有力とされている標準モデルでは、地球サイズの惑星や惑星のコアの形成は固体微粒子の衝突合体によって起こる。特に、衝突時の相対速度は円盤中の粒子攪拌により決定される。

一方、原始惑星系円盤は乱流状態であると考えられている。この乱流の発生源は、磁気回転不安定性 (MRI) (Balbus&Hawley, 1991) や対流、純粋な流体力学的作用が原因であると考えられているが、はっきりと解明されていない。

したがって、原始惑星系円盤中の乱流ガスによる固体微粒子の攪拌は、惑星形成を研究する上で非常に重要である。

本研究では、まず粒子攪拌の先行研究である Youdin and Lithwick.(2007) を紹介し、その後、先行研究で言及されていなかった乱流の発生源を MRI と仮定したときに、原始惑星系円盤から駆動される円盤風の効果 (Suzuki and Inutsuka.(2009)) を加え

た場合の固体微粒子の攪拌について議論する。

## 2 先行研究 Youdin&Lithwick(2007)

### 2.1 タイムスケールと無次元パラメータ

固体微粒子の攪拌は 3 つのタイムスケール:  $t_{\text{stop}}, t_{\text{eddy}}, 1/\Omega_k$  によって特徴づけられる。粒子の stopping time,  $t_{\text{stop}}$  は乱流ガスと固体微粒子が同じ速度で運動するようになるまでの時間であり、固体微粒子の大きさの指標となるパラメータである。  $t_{\text{eddy}}$  は最も大きい乱流の渦の回転時間を示すパラメータである。  $\Omega_k$  はケプラーの角振動数を表している。

この 3 つのタイムスケールを用いて、3 つの無次元パラメータを定義した。

$$\tau_s \equiv \Omega_k t_{\text{stop}} \quad (1a)$$

$$\tau_e \equiv \Omega_k t_{\text{eddy}} \quad (1b)$$

$$St \equiv t_{\text{stop}}/t_{\text{eddy}} = \tau_s/\tau_e \quad (1c)$$

以上のパラメータを用いて固体微粒子の攪拌についての研究を行っている。

## 2.2 垂直方向の攪拌

Youdin and Lithwick.(2007) では、乱流ガスによる固体微粒子の攪拌をブラウン運動を記述するランジェバン方程式にケプラー回転運動の効果を導入して解析的に研究を行っている。以下では、垂直方向の固体微粒子の攪拌について詳しく述べていく。

まず、垂直方向の固体微粒子の運動方程式は、

$$\frac{dv_p}{dt} = -\Omega_k^2 z_p - \frac{v_p}{t_{\text{stop}}} + \frac{v_g(t)}{t_{\text{stop}}} \quad (2)$$

である。ここで、 $v_p$  は垂直方向の固体微粒子の速度で、 $v_g$  は垂直方向のガスの速度である。右辺第 1 項はケプラー運動による固体微粒子に働く重力を示して、第 3 項は乱流ガスによる固体微粒子に働く揺動力を示している。また、乱流に対しては各渦の角振動数ごとの変動に分解したスペクトルを用いて、乱流の強度を示す。乱流のエネルギースペクトルは、次のように表す。

$$\hat{E}_g(\omega) = \frac{\langle v_g \rangle}{\pi} \frac{t_{\text{eddy}}}{1 + \omega^2 t_{\text{eddy}}^2} \quad (3)$$

ここで、 $\omega$  は乱流渦の角振動数を示している。この 2 つの方程式を用いることで、固体微粒子の原始惑星系円盤赤道面からの広がりを示すスケール高  $H_p$  は以下のように表される。図 1 にその結果をプロットしている。

$$H_p^2 = \frac{\alpha_z}{\tau_s} \frac{St + 1}{St(1 + \tau_e^2) + 1} H_g^2 \quad (4)$$

ここで、 $\alpha_z \equiv D_{g,z} / (H_g^2 \Omega_k)$  である。また、 $D_{g,z} = \langle v_g^2 \rangle t_{\text{eddy}}$  は流体ガスの拡散係数で、ガスの拡散の様子を決定するパラメータであり、 $H_g$  はガスのスケール高である。

図 1 より、固体微粒子が大きくなるほどスケール高は小さくなる、すなわち赤道面に沈殿しやすくなることを示している。これは、ケプラー回転による垂直方向の重力が関係していて、大きい粒子ほどより大きな重力が働くため、 $\tau_s$  が大きいほど赤道面に沈殿しやすい。また、乱流の渦の回転が長くなるほど

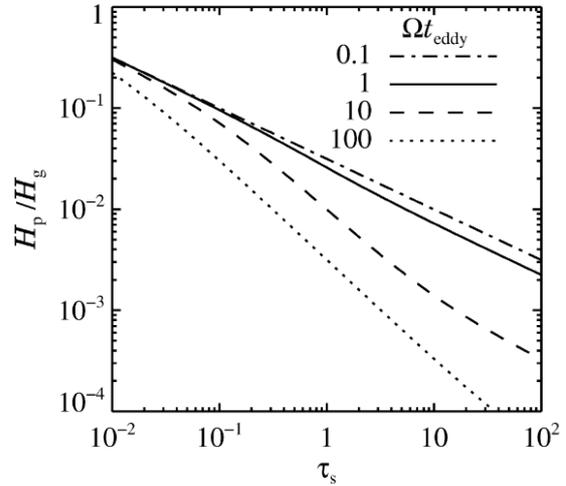


図 1: 各乱流の渦の回転時間でのガスのスケール高  $H_g$  に対する固体微粒子のスケール高  $H_d$  と固体微粒子の大きさを示す  $\tau_s$  との関係を表している。 $(\alpha_z = 10^{-3})$  また、乱流の渦の回転時間に対する固体微粒子のスケール高の違いを表している。

ど赤道面に沈殿しやすくなり、固体微粒子の層が薄くなる。これは、乱流の渦の回転時間が長いと、乱流の渦による固体微粒子を巻き上げようとする力を受ける回数が減ってしまうため、固体微粒子が赤道面に沈殿しやすくなる。

## 3 先行研究の問題点

Youdin and Lithwick.(2007) では、乱流の発生源については言及せずに、乱流の発生源にかかわらず固体微粒子の攪拌は 2 章で述べたような結果になると考えられていた。しかし、磁気回転不安定性 (MRI) によって発生する乱流を考えると、原始惑星系円盤の表面から外側に向けて円盤風が駆動されることが指摘されている。(Suzuki and Inutsuka.(2009)) このことから、原始惑星系円盤中の垂直方向のガスの密度分布が正規分布から変化する。さらに、円盤風の影響によりガス成分が上空へと向かう速度を持つので、固体微粒子も大きさによってはガスに引きづら

れて上空へと巻き上げられるのもあると推測される。

## 4 円盤風を考慮した 垂直方向の固体微粒子の攪拌

上記で円盤風の重要性について述べたが、そもそも円盤風というのは、どのようにして起こるのだろうか。まず、MRI により磁気乱流が引き起こされる。その発生した乱流が発達していき、実効的な磁気乱流圧と磁気張力により、円盤表面に向けてガスが放出される。こうして円盤風が引き起こされると考えられる。この円盤風の垂直方向の速度分布と流体ガスの密度分布を図 2 に示している。

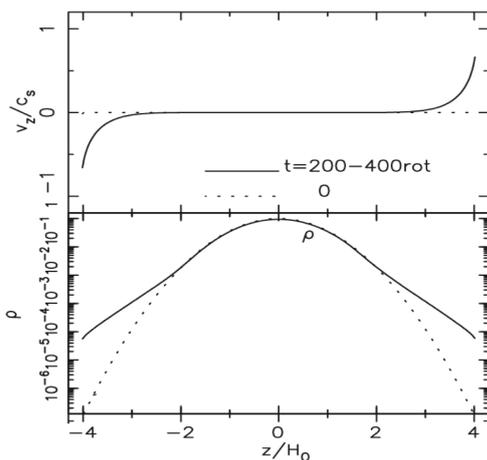


図 2: Suzuki and Inutsuka.(2009) で示された円盤風の垂直方向の速度分布と流体ガスの密度分布である。上の図が円盤風の速度分布を示し、下の図が流体ガスの密度分布を示している。

図 2 は Suzuki and Inutsuka.(2009) より、磁気回転不安定性による磁気流体乱流生成のシミュレーションの結果で示された、定量的な円盤風の垂直方向の速度分布と流体ガスの密度分布である。点線は時間発展させる前の初期値で、実線は十分乱流が発達している間の時間発展の平均値を示している。円盤風の速度分布により、大体  $z = \pm 2 - 3H_0$  から上空に向けて流れ出しが始まっていることが分かる。密度分布もほぼ同じ位置から上空で初期状態 (円盤風が無

い場合に対応) に比較して変化しており、円盤風の効果によりガスが上空への持ち上がっていることがみてとれる。

このような円盤風の効果を取り入れて、固体微粒子の鉛直方向の密度分布がどのようになるかを計算する。円盤風の速度分布とガスの密度分布は、図 2 を参考にして、簡単な関数に表すことで、円盤風の速度分布と密度分布を近似する (図 3)。

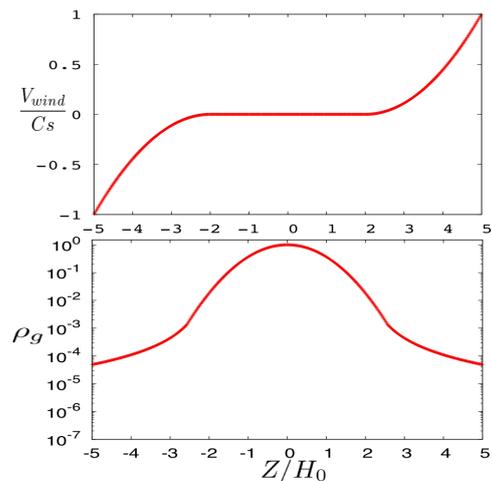


図 3: 数値計算を行いやすくするために図 2 を模倣した円盤風の速度分布と流体ガスの密度分布である。

この速度分布と密度分布を用いて、中心星の質量が太陽質量程度で、中心星から動径方向に 1AU 離れた位置での固体微粒子の大きさ (1[mm] 程度) に対する固体微粒子の密度分布についてのテスト計算を行った。その結果を図 4 に示す。

図の中の実線は円盤風の影響を取り入れた固体微粒子の密度分布で、点線は円盤風がない状態での固体微粒子の密度分布である。図 4 より、 $[\mu\text{m}]$  程度の大きさの粒子は円盤風の影響を受けてより円盤表面まで舞い上がっているが、1[mm] 程度の大きさの固体微粒子では、円盤風の影響はほとんど見られないということがわかる。この結果は、小さな固体微粒子が選択的に原始惑星系円盤から流れ出し、相対的に大きな固体微粒子が円盤に長くとどまる傾向にあることを示しており、非常に興味深い。

今後、原始惑星系円盤の時間的な進化とともに、ど

のような大きさの固体微粒子が円盤から流れ出し消失する、あるいは円盤に留まるのかを定量的に明らかにし、惑星形成へ与える影響を精査していく予定である。さらに、ALMA をはじめとする大型観測機器による観測結果との比較や、観測可能性の予想まで踏み込んだ研究へとつなげていく。

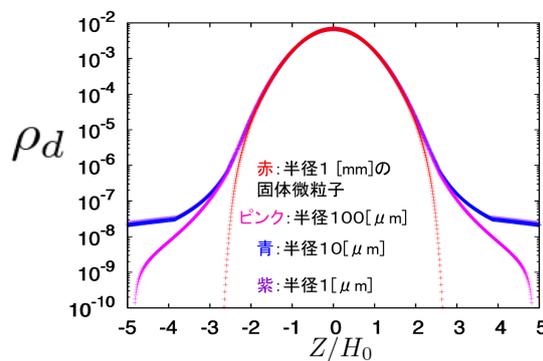


図 4: 円盤風の影響を取り入れた固体微粒子の密度分布。固体微粒子の大きさは半径 1[mm] から 1[ $\mu\text{m}$ ] 程度の固体微粒子をプロットしている。(中心星の質量は太陽質量程度で、中心星から 1AU 離れた位置での値)

## 5 Summary

本研究では、惑星形成を研究する上で非常に重要な、乱流が存在する原始惑星系円盤中の固体微粒子の攪拌についての先行研究である、Youdin and Lithwick.(2007) を紹介した。

この論文では、円盤中の垂直方向の固体微粒子の攪拌は、粒子の半径が大きくなるほど赤道面に沈殿しやすくなり、乱流の渦の回転時間が短いほど円盤表面まで拡散するという結果が報告されている。

しかし、円盤中の乱流の起源を磁気回転不安定性であると考えると、円盤表面から円盤風が駆動されることが指摘されている。その円盤風により、ガスの密度分布に変化が生じるため、固体微粒子の攪拌

に影響を与える可能性があると考えられるので、円盤風の影響を含めた固体微粒子の密度分布を調べた。

その結果、半径が [ $\mu\text{m}$ ] 程度の固体微粒子に対しては円盤風の影響が見られたが、1[mm] 程度の固体微粒子では、円盤風の影響は見られなかった。今後は各粒子の大きさの密度分布を調べ、より定量的に固体微粒子に対して円盤風の影響が見られ、どの程度舞い上がるのかを調べて、惑星形成にどのように影響を与えるのかを調べる。また、最新の観測機器を用いてどのように観測されるのかを予想する。

## Reference

- Andrew N.Youdin & Yoram Lithwic.2007. Icarus
- Takeru K.Suzuki and Shu-ichiro Inutsuka.2009. ApJ
- Taku Takeuchi and D.N.C.Lin.2002. ApJ
- Balbus & Hawley.1991.ApJ
- Chandrasekhar, S. 1961, Hydrodynamic and Hydro-magnetic Stability (Oxford: Clarendon)
- Velikhov, E. P. 1959. ZhETF.