

磁気乱流駆動の円盤風による原始惑星系円盤ガスの散逸

鈴木 建¹, 武藤 恭之², 犬塚 修一郎³

2009年7月7日受領, 2009年7月27日受理.

(要旨) 惑星は, 誕生直後の恒星を取り巻く原始惑星系円盤で形成されると考えられている. 原始惑星系円盤の観測により, 円盤は100 万年から1000 万年程度で消失すると考えられているが, 様々な観測を矛盾なく説明する散逸機構は, これまで知られていない. 本稿では, 円盤内の磁気流体乱流により駆動された円盤風 – これまでは完全に見落とされた過程である – が, 円盤のガス成分の散逸に主要な寄与をすることを紹介する. 円盤風によるガスの散逸は, 円盤回転周期の短い内側から開始するため, 円盤内側の領域でのガスの面密度は非常に早く減少する一方, 円盤外側のガスは長期間残される. これは, 円盤中心付近に穴を持つ遷移期円盤の観測的特徴を説明するものである. 円盤風による質量損失率は, これまで主要な機構と考えられていた中心星からの紫外光加熱による質量損失率を上回り, 円盤風機構がより主要な機構であることを示している. さらに, 円盤風による円盤内側のガスの消失は, (1) 岩石サイズの固体成分の中心星への落下を遅らせ微惑星形成にとって都合が良い. (2) 地球型惑星の中心星への落下を回避させる可能性がある. など, 円盤風機構が惑星形成過程に与える影響を議論する.

1. はじめに

太陽系を含む惑星系は, 誕生直後の恒星を取り巻く原始惑星系円盤から生まれたと考えられている. この原始惑星系円盤はガスと塵の混合体である. 塵は岩石惑星やガス惑星の核の材料となる. 一方ガス成分は, ガス惑星の外層を形成する訳であるが, それ以外にも摩擦を通して岩石程度の固体成分を中心星に落下させたり[1], 原始惑星の衝突合体による地球サイズの惑星形成過程に大きな影響を与えたり[2], 形成後の惑星の軌道の移動に重要な寄与をする[3,4]など, いわば裏方ながら惑星形成や惑星進化の様々な段階に度々登場し, 最終的な惑星の個数や位置を決定する重要な要素となっている.

観測的には原始惑星系円盤は 10^6 – 10^7 年程度で散逸すると見積もられている[5]. この散逸時間は, これまでには主に主星近傍の塵成分の赤外線観測から決められ

ていたが, 最近ではガス成分の観測も行われており(例えば[6]のレビューを参照), 今後の進展が期待される. 原始惑星系円盤が, どのようにいつ頃散逸するかを解明することは, 上で述べた岩石の落下, 惑星形成や惑星移動を議論する上で, 避けては通れない課題である. 例えば, ガス惑星の核ができるより前にガスが散逸してしまうと, 外層を多量にまとった巨大ガス惑星になることが出来なくなってしまう. 逆にガスが長く残ったままになると, 形成された惑星がガスとの重力相互作用により内側へと移動し, 全て中心星へと落下してしまう[7].

本稿の筆頭著者は, 太陽などの天体プラズマの研究者である. 本稿では, 天体プラズマの研究者が, どのように惑星科学の業界に紛れ込んできたのかなどの話題を織り交ぜながら, これまで知られていない原始惑星系円盤の散逸機構を紹介する. そしてこの散逸機構が, 惑星形成論にどのように影響を与えるのかということを議論する.

1. 東京大学大学院総合文化研究科
2. 京都大学大学院理学研究科 物理学第二教室
3. 名古屋大学大学院理学研究科 素粒子宇宙物理学専攻
stakeru@ea.c.u-tokyo.ac.jp

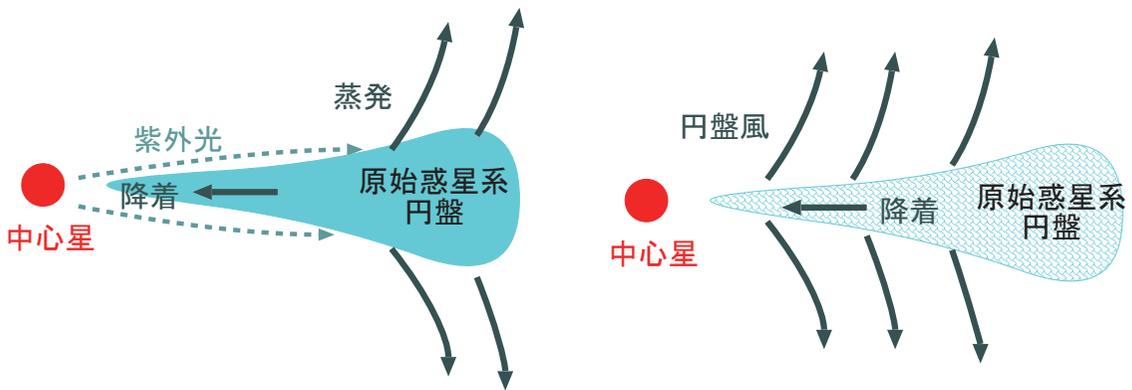


図1：原始惑星系円盤ガスの散逸のこれまでの主流の説(左図)と、我々が提唱する機構(右図)

2. 円盤ガスの散逸－現在の理解－

我々の研究を紹介する前に、原始惑星系円盤ガスの散逸が、現在どのように理解されているのかをまとめておこう。まず、円盤のガス成分はガス惑星の外層にも取りこまれるが、円盤の全ガス質量に対する割合は小さいと考えられている。例えば、標準的な太陽系形成モデルである最小質量原始太陽系円盤[8]と、太陽系の木星と土星の質量の和の比を考えると、円盤ガスの約10%程度がガス惑星に取り込まれたと見積られる。従って、円盤ガスの大部分は他の何らの原因で消失したと考えるのが自然である。

円盤ガス散逸に関する現在主流の説は、円盤外側のガスを中心星からの紫外光加熱により蒸発させ、内側のガスを中心星へと降着させるというものである[9]⁴。紫外光加熱により円盤ガスの温度は1万度程度－音速に換算すると10km/s程度－まで加熱される。このため、この機構で飛ばされるのは、中心星からの脱出速度が10km/sを下回る円盤外側(原始太陽系円盤では約10天文単位以遠)のみなので、それより内側は中心星への質量降着により消失させる(図1)。しかし、最近よく観測されている進化後期にある遷移期円盤では、内側に穴が空いている一方、本来紫外光で蒸発しているはずの円盤外側に多量のガスが残っているなど、紫外光蒸発機構では説明できない矛盾点も報告されている

4. なお、中心星からの紫外光は、恒星表面上空の彩層もしくは質量降着起源であると考えられているが、どちらが主要な寄与をするかは様々な議論があるものの、分かっていない。

[10].

円盤散逸の他の機構として、中心星からの恒星風の動圧による円盤表面のガスの剥ぎ取り過程も考えられているが、現状では、恒星風は円盤表面を横すべりするだけで、円盤ガス散逸に十分な寄与はしないと考えられている[11]。まとめると、原始惑星系円盤ガスの散逸機構は、まだよく理解されていないということである。

3. 研究開始

我々が原始惑星系円盤に関する研究を開始したのが、2007年頃のことである。当時主に力を入れた取り組んでいたのが、太陽風や赤色巨星からの恒星風の加速機構の解明であったが、大枠の理解に関してはほぼ目処が立ち、似た天体として主系列段階に入る前の若い星の恒星風についても考えてみようと思っていた。そんな折、運良く2007年度からの科研費(特定領域「系外惑星」の公募研究)に採択して頂き、原始星風だけでなく星風と原始惑星系円盤の相互作用について研究する期待が得られたため、一気に研究領域を広げて取り組んでいくことにした。原始星は、星間空間にある磁場を取り込んで収縮し、動力学過程には磁場が重要な役割を果たしている。様々な流れに起因して至るところで乱流が発達し、原始星風や原始惑星系円盤では、磁気流体乱流がエネルギー輸送などに重要な役割を果たしていると考えられている。非線形過程である磁気流体乱流の解析には3次元数値実験が強力な手法となる。そこで、3次元磁気流体シミュレーションをやってみ

ることとした。

数値実験において何よりも大変(かつ重要)なのは、いくつかのテスト計算をしてひたすら計算プログラムのバグを取る作業である。本番の計算の100倍ぐらいの時間を掛けてテストを行い、プログラムのミス除去していくというのが、多くの場合の実情であろう。我々もいくつかのテスト計算を行ったが、その中の1つとして、磁気回転不安定性の進化のシミュレーションにも取り組んだ。磁気回転不安定は、弱い磁場が存在し差動回転する系では常に起きる不安定性であり[12], 特に原始惑星系円盤などの降着円盤での実効的な粘性(乱流粘性)の最も有力な起源であると考えられている。つまり、磁気回転不安定性により磁気流体乱流が励起され、この乱流の実効的な粘性により円盤外側への角運動量輸送と、内側への質量降着が実現されるというものである。

4. 局所シミュレーション

テスト計算では降着円盤の一部を取り出し、差動回転の影響を考慮することにより、磁気回転不安定による磁気流体乱流生成をシミュレーションした。中心星の重力による円盤の鉛直方向の密度勾配についても考慮し、上下面では物質や波が流れ出すように境界条件を設定した。これまでの結果[13]と同じく、磁気回転不安定性により磁気乱流が発達することが見て取れた。とりえず計算コードは正しく動いているようで、一安心である。しかしながら、これまであまり注目されていなかった、上下面からのガスの流れ出し—すなわち円盤風の吹き出し—が見られた。円盤をつらぬく大局的な磁場がある場合の磁気遠心力による円盤風駆動機構は盛んに議論されているが[14], 今回のような乱流磁場起源のものは全く聞いた事が無かった。そこで我々は、原始惑星系円盤だけでなくブラックホール周囲など他の天体周囲の降着円盤などでも似た計算をしている論文を手あたり次第調べてみたが、調べた範囲内では「円盤風」という言葉自体出てこない。当初は我々の計算が間違っているのかもしれないということとかなり焦った覚えがあるが、他の論文をよく読むとそもそも円盤風を排除するような取り扱いをしている計算がほとんどであることが判ってきた。どういうことかと言うと、局所円盤での磁気回転不安定性の計

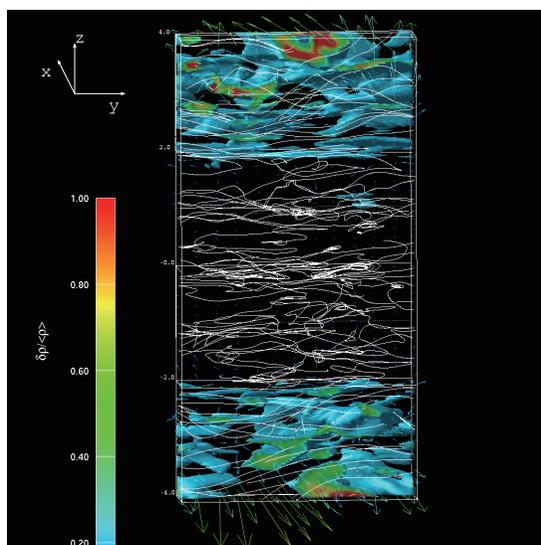


図2: 210 回転後の局所円盤のスナップショット. x, y, z はそれぞれ動径, 方位角, 鉛直方向に対応している. 白線が磁力線, 矢印は速度場, 色が密度ムラを示している. なお, 座標の単位はスケール高, H , である.

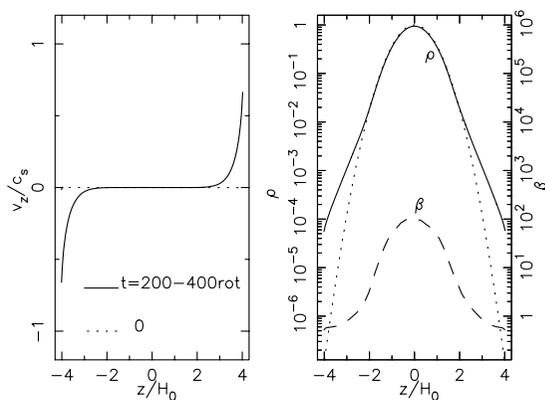


図3: 磁気乱流が励起され飽和した後に、時間平均した鉛直方向の円盤構造。左図は音速で規格化した鉛直方向の速度をプロットしている。右図では、密度(実線; 値は左軸)とプラズマ β 値(磁気圧に対するガス圧の比; 破線; 値は右軸)を表示している。但し、点線は初期条件である(密度, プラズマ β 共通)。

算では、円盤鉛直方向の密度勾配を考慮しているもの自体があまり多くないのであるが、密度勾配を考慮したものでも上下面で周期境界としているものが非常に多いのである。これは例えば、物質が円盤上面から出て行った場合、同じ量の物質を下面から「手で」加えてやることを意味しており、状況としては積み重なったホットケーキのように同じ円盤が重ねられているという非現実的な状態に対応している。もちろんこれら

の研究の目的は円盤風にあるのではなく、円盤内の乱流粘性の解析にあるので、このような取り扱いが完全に悪いわけではないのであるが、不幸にも本来あるべき円盤風を抑え込んでしまっていたのである。

上記で「上下面では物質や波が流れ出すように境界条件を設定した」とさりと書いてしまったが、この流れ出し境界条件を実現するのは、非常に難しい。我々は太陽風や恒星風というガスが吹き出す天体現象の計算をしていたため、必要に迫られて流れ出し境界を何とか達成したという経緯があるため[15]、手際良く降着円盤にも応用することができた。しかしもしそうでなかったら、他の論文にあるような簡便な方法へと逃げ、円盤風駆動については完全に見落としていたであろう。今回はフラットと他の研究課題から移ってきたのが、功を奏したようである。

ともかくこの時点で「先行研究」が無くなり、「テスト計算」が「本番の計算」になってしまった。とりあえず当初予定の「本番の計算」であった若い星からの恒星風に関しては保留にし、円盤風の計算に集中することにした。典型的な場合の、局所円盤の3次元構造を図2に示す。ここで、シミュレーション領域は $(x, y, z) = (\pm 0.5H, \pm 2H, \pm 4H)$ であり、スケール高 H は音速 c_s 、円盤の回転周波数 Ω より $H^2 = 2c_s^2/\Omega^2$ と定義する。磁気回転不安定性により、乱流的な磁場が発達していることが分かる。表面に近い領域では密度ムラが大きくなり、円盤表面からは物質が流れ出しているのが見えるであろう。

円盤風の駆動機構をより定量的に調べるため、時間平均をした鉛直方向の構造をプロットしたのが図3である。左図は、円盤表面付近で円盤風の速度が音速程度まで加速されることを示している、右図の密度構造(実線)は、円盤風により物質が表面付近に持ち上げられることを示している。円盤風の駆動を説明する上で最も重要なのが、以下のように定義されるプラズマ β 値(破線)である、

$$\beta = 8\pi p/B^2 \quad (1)$$

但し、 p がガス圧であり、 B が磁場の強さである。 $B^2/8\pi$ が磁気圧なので、 β は磁気圧に対するガス圧の比という意味を持つ。従って、 β が1より大きい場合にはガス圧の方が大きく、逆に1より小さい場合は磁気圧の方が大きいことを示している。このシミュレーションでは、初期に赤道面の β が 10^6 になるような弱

い鉛直方向の磁場を与えている。図は、最終的に赤道面で $\beta \approx 100$ 、すなわち磁場のエネルギーが初期の1万倍まで増幅されることを示している。初期に方位角方向の磁場のみを与えた場合や、このケースのような弱い鉛直磁場を与えた場合にはいずれも赤道面で $\beta \approx 100$ となっており、これは、磁気回転不安定性に起因した磁場増幅により、どのように弱い種磁場の場合でもガスのエネルギーの1%程度までは大きくなれることを示している⁵。上空に行くに従って、重力の影響により密度は減少するが、磁場は重力を感じないため小さくならない。このため β 値は小さくなり、2-3倍のスケール高より上空では $\beta < 1$ 、すなわち磁気圧がガス圧を越える。表面付近では系の動力学が磁場により支配されるようになり、磁場の力によりガスが上空へと流れ出すようになる。

より詳細な解析に関しては我々の論文[16]を見て頂きたいが、円盤風の駆動に関してもう少し具体的に説明しておく。円盤風の駆動には磁気圧と磁気張力が同程度寄与しており、ガス圧などの他の力はほとんど寄与していない。すなわち円盤風は磁場駆動型である。さらに磁場のポインティング流束の方向を調べると、円盤風は赤道面から駆動されるのではなく、1.5-2倍のスケール高程度上空-我々は「注入領域」と呼んでいる-から吹き出していることが分かる。この注入領域からは、円盤風とは逆方向である赤道面方向にも音波や磁力線を伝わる横波であるアルフベン波などの波動成分が出ており、これら自体運動量流束を持っているため、固体成分である塵の赤道面の集積を促進する可能性がある(図4)。

この注入領域の成因には、磁力線のつなぎ換えが重要な役割を果たしている⁶。逆向きの磁力線が近付くことにより磁力線のつなぎ換えが起きる。磁場が乱流的に分布している場合は逆向きの磁力線が近付く状況が発生し易いため、磁力線がつなぎ換わり易い状況にある。図2を見ると、赤道面に近い場所 ($-2H < H < 2H$) では磁場が乱流的になっていることが

5. 但し、乱流磁場の飽和値については、数値実験の手法や解像度依存性なども含めて不確定要素が多く、まだ完全に理解されていない。

6. ここで紹介しているのは、理想磁気流体近似の場合であり、磁力線のつなぎ換えは数値的なものである。より現実的な磁気拡散の効果を入れた場合は、我々の論文[17]を参照のこと。磁気拡散を考慮した場合でも、ここで説明している注入領域の基本的性質は変わらない。

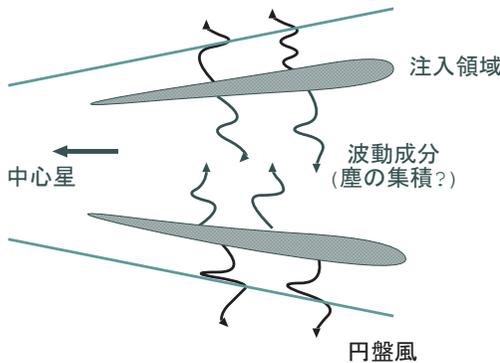


図4：円盤の構造。円盤風は、上空1.5-2 倍のスケール高に形成された注入領域から吹き出す。注入領域からは、赤道面に向かって波動成分が励起されている。

分かる。これはこの領域ではガス圧が磁気圧より強い
ため、ガスの運動により磁力線が自由にねじ曲げられ
るからである。このため、この領域では至る所で磁力
線のつなぎ換えが起き、この磁力線のつなぎ換えの結
果発生した磁気張力によりガスの運動が駆動される
(図5)。赤道面など磁場が相対的に弱い場合は、磁力
線のつなぎ換えによるガスの運動はさほど強いもの
とはならないが、上空に行くに従い β が小さくなり、磁
場による力がガスの速い運動を励起できるようになる。
ところが一方、磁場が強くなり過ぎ磁気圧がガス圧を
越えるようになると、磁力線が自らの張力で最初から
伸び切るようになり、磁力線のつなぎ換えが起こりに
くくなる(図2の表面付近)。このため磁場によるガス
の運動が駆動され易いのは、磁場が強くなく、かつ弱
過ぎない($1 < \beta < 10$ 程度)場所となり、これがちょうど
注入領域に対応している。

ここまでは、磁場とガスが強結合している場合(理
想磁気流体近似)の結果を紹介したが、このような状
況が実現されるためには、ガスの電離により電子があ
る程度存在することが必要である。つまり、磁力線に
電子が巻き付きながら運動し、この電子と他の中性粒
子が衝突により結び付き、磁場とガスが一体として運
動しているという状況が必要である。ところが原始惑
星系円盤においては、温度が低く熱的には電離できな
いため、主な電離源は、中心星からのX線や高エネル
ギー粒子、惑星系外部からやって来る宇宙線などとな
る[8,18]。これらはいずれも、円盤表面からしみ込
んで円盤内部のガスを電離していく。円盤の面密度が大

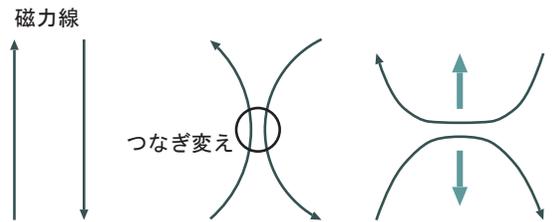


図5：磁力線のつなぎ換えの例。左から右へと時間進化する。反
対向きの磁力線の一部がガスの運動などにより近付き、つ
なぎ換わる(中図)。最終的にはつなぎ換わった磁力線は、
張力により伸び切ろうとするが、この際周囲のガスも引き
連れていく(右図)。

きいと、X線や宇宙線が赤道面に達する前にエネルギ
ーを失い、赤道面付近では十分な電離度が得られない
ため、ガスと磁場が一体として運動できなくなる。こ
のため、赤道面付近では磁気回転不安定性が成長せず、
磁気乱流が発達しない領域—いわゆるデッドゾーン—が
形成される可能性がある。しかし我々の結果は、円盤
風は表面に近い注入領域より駆動されることを示して
おり、典型的な中心星起源のX線や宇宙線強度を考慮
したシミュレーションを行うと、この注入領域は十分
電離しているという結果が得られる。このためデッド
ゾーンが形成される場合でも、駆動される円盤風はさ
ほど弱くはない[17]。

図6は、3次元局所理想磁気流体シミュレーションか
ら得られた無次元化した粘性値 α と、円盤風の質量流
束値を表示している。なお、 α に $c_s H$ を掛けると実際
の動粘性係数となる[19]。図の左から右へと、円盤を
上下方向に貫く磁場が強い場合に対応している⁷。鉛
直磁場がある程度以上強くなると、粘性値、円盤風流
束共に大きくなるが、鉛直磁束が弱いもしくは無い場
合はどちらもほぼ一定になっている。この場合の $\alpha \approx$
0.01というのは、上で述べた、初期磁場が弱い場合
でも磁気回転不安定性により赤道面での磁場のエネルギ
ーはガスの1%程度($\beta=100$)まで大きくなれるという

7. 我々の局所円盤の取り扱いでは、鉛直方向の正味の磁束のみ
が保存し、動径方向と方位角方向の磁束は保存しない。図の
一番左は初期にトロイダル成分(方位角方向)の磁場のみを与
えた(正味の鉛直磁束が0)場合であるが、トロイダル磁束は
保存しないため初期の磁場強度が異なっているでも最終的な粘
性値や円盤風流束は同じ程度に落ち着く。

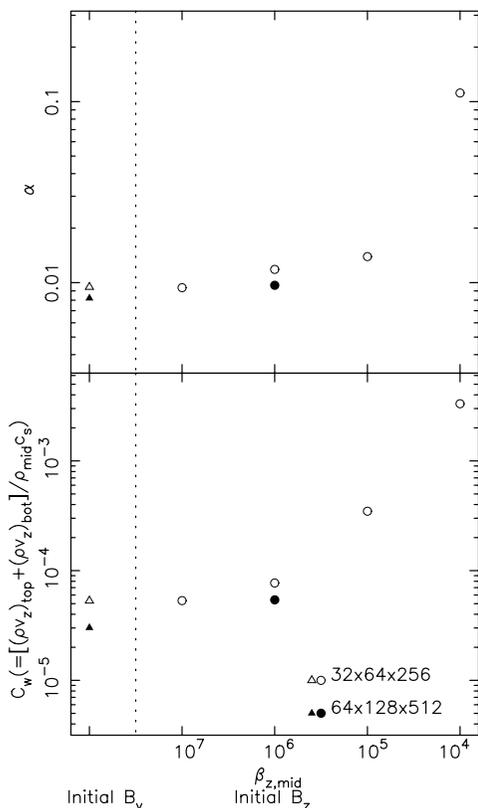


図6：局所3次元磁気流体シミュレーションから得られた、実効的な粘性値、 α 、(上図)と、赤道面密度と音速の積で規格化した上下面から流れ出る円盤風の質量流束の和(下図)。横軸は、鉛直方向の正味の磁束に対する赤道面でのプラズマ β 値であり、一番左側の位置は鉛直方向の正味の磁束が0の場合を表している。左から右へ行くに従い、円盤を上下に貫く磁場が強くなることになる。白抜き点の点は低解像度((x,y,z) のメッシュ数が(32,64,256))の結果を示し、黒塗りの点が高解像度(メッシュ数が(64,128,512))の結果を示している。

ことに対応している。なおこれはデッドゾーンが形成され無い場合であるが、デッドゾーンが形成される場合もシミュレーションすると、赤道面付近で磁気乱流生成が抑えられるため、粘性値は $\alpha=10^{-4}-10^{-3}$ と1-2桁小さくなるという結果が得られる。対して、上で述べたように円盤風の注入領域は上空にあり十分な電離度が保たれるため、円盤風流束は半分程度になるのみであった[17]。

円盤風の質量流束は、以下のような依存性を持った形に書くことができる。

$$(\rho v_z)_w = C_w \rho_{\text{mid}} c_s \propto \Sigma r^{-3/2}, \quad (2)$$

但し、 $(\rho v_z)_w$ は円盤上下面からの質量流束の和であり、

ρ_{mid} 、 c_s は赤道面での密度と音速を表している。また、 Σ は円盤の面密度である。最後の比例関係では、 $\rho_{\text{mid}} c_s \propto (\Sigma/H) c_s \propto \Sigma \Omega$ の関係をを用いた上で、円盤はケプラー回転($\Omega \propto r^{-3/2}$)していると仮定している。なお、鉛直磁場が弱いもしくは無い場合は、図6より上記の比例係数 C_w が定数となることになる。

式(2)を使用すると、動径方向の質量降着が無い場合の円盤風による円盤ガスの散逸時間は、

$$\tau \sim \Sigma / (\rho v_z)_w \propto r^{3/2} \quad (3)$$

となる。 r に対する依存性は、円盤の内側では回転周期が短い分物事が速く進み、円盤散逸も早く起きることを意味している。図6の質量流束値を当てはめてみると、円盤の散逸時間は数千から1万回転程度となる。すなわち原始太陽系円盤の1天文単位付近のガスは、数千年から一万年程度で無くなってしまふということである。しかし実際には、質量降着により外側から質量が供給されるであろうから、このように早く散逸する訳ではなく、円盤の大局構造を考慮した取り扱い(次章)が必要となる。

5. 大局的な進化

式(2)、(3)に関する議論から、特に原始惑星系円盤の内側で、円盤風による散逸が効果的に働き得ることが推測される。そこで、動径方向の質量の流れを考慮した大局的な円盤の進化を考えることにする。円盤風によるガスの散逸を考慮した場合、円盤の面密度、 Σ 、の時間進化は以下の式で表される。

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{2}{r \Omega} \frac{\partial}{\partial r} (\Sigma r^2 \alpha c_s^2) \right] + (\rho v_z)_w = 0, \quad (4)$$

第2項が粘性による角運動量輸送に起因した動径方向の質量の流れを記述しており、第3項が円盤風による質量の減少を示している。この式の α と $(\rho v_z)_w$ に円盤の局所磁気流体計算の結果を適用し、面密度進化を考える。

初期には最小質量円盤モデルに基づく面密度を仮定する。

$$\Sigma = f_g \Sigma_0 \left(\frac{r}{1 \text{ AU}} \right)^{-3/2} \exp(-r/r_{\text{cut}}), \quad (5)$$

但し、1天文単位での $\Sigma_0=2400 \text{ gcm}^{-2}$ とし、 $r_{\text{cut}}=50$ 天文単位以遠ではカットオフを入れる。なお、以後の結果は f_g でスケールし直すことが可能である(もとの

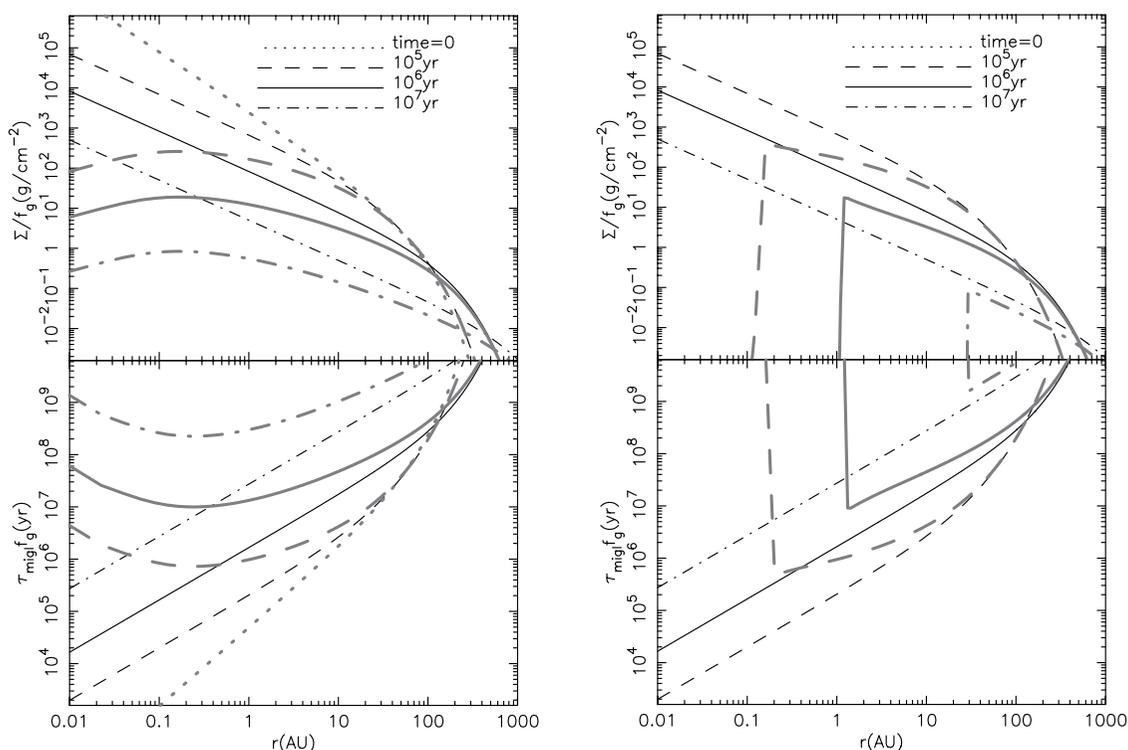


図7：原始惑星系円盤の面密度の進化(上図)と、地球質量の惑星のI型惑星移動の時間(下図)．細線が円盤風を考慮していない場合の結果である．灰太線が円盤風を考慮した場合の結果であり、このうち左図は正味の鉛直磁場が弱く(もしくは無く) α と C_w が一定の場合の結果で、右図は鉛直磁場が強く面密度減少に伴い α と C_w が増加する場合の結果である．点線が初期条件を表し、破線、実線、破点線がそれぞれ10万年、100万年、1000万年後の結果である．なお、結果は f_g によりスケールし直すことができる．例えば、初期の面密度が2倍大きかった場合 ($f_g = 2$)、上図の各時間の面密度は2倍大きくなり、下図の惑星の移動時間は1/2になる．

Hayashi et al. 1985の最小質量円盤は、 $f_g \approx 0.7$ に対応している)ので、式(5)では f_g を残してある．典型的な場合として、鉛直磁場が弱いもしくは無い場合に対応した、一定の $\alpha = 8 \times 10^{-3}$ と $C_w = 2 \times 10^{-5}$ を採用する．なお、円盤風流束 C_w に関しては、円盤風により一旦上空へ持ち上がった後に再び円盤に戻って来るもの-これは局所計算では完全には考慮できていない部分である-が若干ある可能性があるため、少し小さめの値を採用している(7章、より詳細には[17]を参照のこと)．またある程度初期の鉛直方向の磁場が強い場合には、円盤ガスの減少と共にプラズマ β 値が減少し(図6で左から右へと動いていく)、 α 、 C_w 共に上昇すると考えられる．この効果に関してもモデル化し、円盤進化を計算することにする[17]．

図7の上図は、面密度の時間進化を表示したものである．円盤風の効果を見るため、円盤風を取り入れて

いない場合の結果も示している(細黒線)．円盤風を考慮していない場合は、通常の降着円盤進化である自己相似的進化をし、この場合内側の面密度は $\Sigma \propto r^{-1}$ に従うことになる[20]．対して円盤風を取り入れた場合は、上で述べたように円盤風による散逸機構が内側でより顕著に働き、特に1天文単位より内側では面密度の勾配が初期とは逆になる．その一方で、円盤の外側では散逸がゆっくりであるため、円盤風無しの場合に近い量のガスが残っている． α と C_w の増加の効果を考慮した場合(鉛直磁場が強い場合; 右図の灰太線)は円盤内側にシャープな穴が形成され、その穴の大きさが時間と共に大きくなっていくことが分かる．これは、円盤ガスが早く散逸する内側の領域ではいち早く α と C_w が上昇し、さらにガス消失が早くなるためである[17]．ある程度進化が進み、中心付近に穴の空いた円盤(遷移期円盤)が最近よく観測されている．この穴の

原因として惑星の存在が議論されているが、本稿で述べたような円盤風機構によっても説明可能である。

実際に円盤風による質量損失率を求めると、100万年後で $2 \times 10^{-9} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ となる(但し、 M_{\odot} は太陽質量)。これは、中心星からの紫外光による円盤の蒸発率の典型値 $10^{-10} - 10^{-9} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ [9,21]を上回る。円盤風による質量損失率は、質量降着率と正の相関がある。これは、円盤風駆動のおおもとのエネルギーが、質量降着により解放された重力エネルギーであるためである。このため、円盤風による質量損失率は質量降着率の大きい進化初期は上記の値よりも大きく、時間と共に徐々に減少するという傾向を示す。紫外光による蒸発過程では、中心星への降着により円盤ガスがある程度散逸した後になって、ようやくその影響が現れるのに対して、円盤風機構は円盤進化の最初から主要な寄与をしていることを示している。

6. 惑星形成への影響

磁気流体乱流により駆動された円盤風が、原始惑星系円盤のガスの散逸に主体的な寄与をし得ることを紹介してきた。ここではさらに、この円盤風機構が惑星形成に与える影響を考察したいと思う。

6.1 岩石の中心星への落下

惑星形成論におけるコア集積説[8,22]では、 μm サイズ以下の塵粒子の衝突合体により一旦 km サイズの微惑星が形成され、その微惑星同士の更なる衝突合体により惑星が形成されると考えている。しかし塵粒子から微惑星の形成に至るまでには、岩石程度の大きさ(m サイズ)の固体成分の中心星への落下という深刻な問題が存在する。

原始惑星系円盤のガス成分に働く動径方向の力(ガスと共に回転する系に乗って)考えると、中心星の重力による内向きの力と、遠心力による外向きの力の他に、ガス圧勾配による力がある。ガス圧勾配による力は通常の場合は外向きであるため、動径方向の力の釣り合いを考えると、重力よりも遠心力が弱くても良くなり、ガスはケプラー回転より少し遅く回転するようになる。一方塵などの固体成分は、圧力勾配力を受けずケプラー回転している。すると固体成分は、ガス成分からの向かい風を常に受け、ガスからの摩擦力に

よりケプラー速度より少し遅く回転するようになる。結果として遠心力が小さくなるため、固体成分は中心星の方向に落ち込んでしまう。ガスと強結合している小さな(μm 以下から mm サイズ)塵粒子や、ガスとの結合が充分弱くなり摩擦の影響を受けにくくなった微惑星程度の大きさの固体成分では、中心星への落ち込み時間は充分長くなるものの、中間の m サイズの固体成分は、標準的な最小質量円盤の場合、100-1000回転程度で中心星へと落下してしまうことになる[1]。このため、固体成分を中心星に落下させないようにするためには、小さな塵粒子から一気に微惑星を形成する必要がある、色々な過程が議論されているものの未だ決定打はなく、コア集積説の深刻な問題点の1つとなっている。

我々の計算(図7の上パネル)は、円盤内側の面密度勾配が通常とは逆になることを示している。このため外向きのガス圧勾配による力が通常の場合よりも小さくなるため、ガス自体の回転速度は従来よりも速くなり、ケプラー速度に近いものとなると考えられる。結果として、固体成分の落下は遅くなるはずである。赤道面での圧力勾配は、面密度分布から $p \propto (\Sigma/H)c_s^2$ の関係をを用いて見積もることができる。 $p \propto r^{-q}$ の形に表すと、円盤風を考慮した場合の1天文単位より内側の領域では $q \lesssim 1$ となり、これは最小質量円盤の場合の $q=13/4$ と比較してかなり小さい。このため、岩石サイズの固体成分の中心星の落下時間が従来より数倍長くなり、微惑星形成にとっては好条件となる[17]。

6.2 惑星移動

形成後の惑星も、ガス円盤との相互作用により軌道が移動することが知られている。惑星質量が数倍の地球質量程度以下の場合には、ガス円盤に空隙を開けることができず、ガスとの重力トルクを通じた相互作用により一般に内側へと移動する(I型惑星移動; [3])。最小質量円盤内の1天文単位にある地球質量の惑星を考えると、典型的な移動時間は10万年以下になる[4]。これは円盤の典型的な消失時間よりも短いため、形成された惑星がすぐさま中心星に落ち込んでしまうことになる。

重い円盤ほど惑星は強い重力トルクを受けるため、惑星移動の速さは円盤の面密度に比例する。円盤風を考慮した場合、内側の円盤の面密度が早く減少する

ため、この領域での惑星移動は遅くなると考えられる。さらに r に対する面密度の(通常とは逆の)正の勾配も、惑星の中心星方向への移動を遅くする。図7の下パネルは、[4]の(70)式により計算した、地球質量の惑星の移動時間である。円盤風を考慮すると、上の議論から予想されるように、内側の領域での移動時間が非常に長くなることが分かる。標準的な最小質量円盤($f_g=1$)から計算を開始した場合、10万年後には移動時間が全領域で数10年以上、100万年後には移動時間が1000万年程度以上となる。従って、最小質量円盤から10-100万年経った後に形成された地球型惑星では、I型惑星移動による落下の問題は回避できることを示している。

7. 円盤風は飛び去るか

本研究では、局所円盤の数値実験により求めた円盤風の結果を、大局的な原始惑星系円盤へと応用し、円盤ガスの散逸について論じた。図3から分かるように、局所円盤の計算領域の上下面での円盤風の速度は、高々音速程度である。これは中心星重力からの脱出速度よりも遅く、円盤風のエネルギーが充分で無い場合は、一旦円盤風として吹き出したガスが再度円盤へと戻って来る可能性がある。従って、円盤上空に持ち上げられたガスがそのまま遠くまで飛び去るかどうかは自明ではなく、注意深く調べてやる必要がある。

我々の論文[17]では、円盤風の飛び去りについて、(1)降着円盤のエネルギー収支の観点からと、(2)鉛直方向に大きな計算領域を取った局所円盤の数値実験から調べている。詳細はそちらの論文を参照して頂きたいが、ここでは要点をまとめておく。

(1)円盤風駆動のエネルギーの源は、質量降着により解放された重力エネルギーである。大局的な円盤の計算から解放された重力エネルギーを見積もると、(1-2)天文単位より外側の領域では円盤風を脱出速度まで加速するのに十分なエネルギーが得られるが、それより内側ではエネルギーが足りないため持ち上げられたガスが円盤に戻って来る可能性があるという結果になった。しかし、内側の円盤から持ち上げられたガスは中心星からの恒星風により吹き飛ばされ易いため、強い恒星風が吹いていればそのまま飛び去ることが可能である。

(2)図3の局所円盤の計算では、鉛直方向に $\pm 4H$ のシミュレーション領域を取っていたが、 $\pm 12H$ まで領域を広げシミュレーションを行った。その結果、詳細な構造はシミュレーション領域の大きさに影響を受けるものの、円盤風は上空まで加速され続け、質量流束にはある下限値があることが判明した。

また、大局的磁場による磁気遠心力がさらに円盤風を加速するはずであるが、局所シミュレーションではこの効果を取り入れることができていない。鉛直方向の正味の磁場がある場合は、実際はこの磁気遠心力により円盤風の吹き出しが促進されていると考えられる。

その帰結については完全に確信するまでには至っていないものの、本稿で述べてきた円盤風過程は、原始惑星系円盤ではほぼ間違いなく働いていると考えている。完全な確信を得るためには、円盤の大局的な数値シミュレーションを直接行う必要がある。現在、そのような取り組みを開始している。結果は乞うご期待ということで、本稿を閉じたいと思う。

謝辞

本稿を執筆する機会を与えて下さった、田中秀和「遊・星・人」編集長に感謝致します。なお本研究は、文部科学省科学研究費補助金19015004, 20740100(鈴木), 16077202, 18540238(犬塚)より援助を受けています。

参考文献

- [1] Weidenschilling, S. J. 1977, 180, 57
- [2] Kominami, J. & Ida, S. 2002, Icarus 157, 43
- [3] Ward, W. R. 1997, Icarus 126, 261
- [4] Tanaka, H., Takeuchi, T. & Ward, W. R. 2002, 565, 1257
- [5] Haisch, K. E. Jr., Lada, E. A., & Lada, C. A. 2001, ApJ 553, L153
- [6] Najita, J. R., Carr, J. S., Glassgold, A. E., & Valenti, J. A. 2007, Protostars & Planets V, 507
- [7] Ida, S. & Lin, D. N. C. 2008, ApJ 673, 501
- [8] Hayashi, C., Nakazawa, K., & Nakagawa, Y. 1985, Protostars & Planets II, 1100
- [9] Shu, F. H., Johnstone, D., Hollenbach, D. 1992,

Icarus 106, 92

- [10] Espaillat, C. et al. 2008, ApJ 689, L 145
- [11] Matsuyama, I., Johnstone, D., & Hollenbach, D. 2009, ApJ in press
- [12] Balbus, S. A. & Hawley, J. F. 1991, ApJ 376, 214
- [13] Sano, T., Inutsuka, S., Turner, N. J., & Stone, J. M. 2004, ApJ 605, 321
- [14] Blandford, R. D. & Payne, D. G. 1982, MNRAS 199, 883
- [15] Suzuki, T. K. & Inutsuka, S. 2006, JGR 111, A6, A06101 (SI06)
- [16] Suzuki, T. K. & Inutsuka, S. 2009, ApJ 691, L49
- [17] Suzuki, T. K., Muto, T., & Inutsuka, S. 2009, in preparation
- [18] Glassgold, A. E., Najita, J., & Igea, J. 1997, ApJ 480, 344
- [19] Shakura, N. I. & Sunyaev, R. A. 1973, A&A 24, 337
- [20] Lynden-Dell, D. & Pringle, J. E. 1974, MNRAS 168, 603
- [21] Matsuyama, I., Johnstone, D., & Hartmann, L. 2003, ApJ 582, 893
- [22] Safronov, V. S. 1969, Nauka, Moscow, Transl. 1972 Evolution of the protoplanetary cloud and formation of the earth and planets.