

巨大ガス惑星へのガス降着流

谷川 享行¹, 渡邊 誠一郎²

1. ガス惑星の成長過程は？

巨大ガス惑星は、どうやらこの宇宙に普遍的に存在するらしい。巨大ガス惑星とは、1-10地球質量の固体コアの周りに大量のガスを纏ったもので、我々の太陽系では木星・土星がそれに相当する。巨大ガス惑星の特徴は、その名の示す通り、質量のほとんどがガス成分(水素・ヘリウム)から出来ており、また他の惑星と比べて巨大(数百倍の地球質量)である。近年の観測精度の向上にともない発見が相次いでいる系外惑星も、その大きな質量からガス惑星であろうと考えられている。しかし、このガス惑星がガスを捕獲して成長していく様子はほとんど分かっていない。

ではまず、ガス惑星が理論的にはどのように形成されたと考えられているかをまとめる。原始惑星系円盤ガス中にわずかに漂う“ちり”が集まって大きくなって地球型惑星のような固体原始惑星が形成されるが、ガス惑星はこうして大きく成長した固体原始惑星を種にして、惑星系形成の母体である原始惑星系円盤ガス自体を捕獲することによって飛躍的に大きく成長することができる。

ガス捕獲開始条件は、「水野重力不安定モデル」[1, 2]により基本的な説明はされている。それは、約10地球質量まで大きく成長した固体原始惑星の周囲に形成した非常に濃い大気は、自分自身をガス圧力により支えることができなくなり固体惑星表面に動的に降着する、というものである。

ガス捕獲を始めた惑星は、手に届く範囲のガスを食べ尽してしまう。その結果、円盤の惑星軌道付近に

は、ドーナツ状のガスが無くなった領域(ギャップと呼ぶ)が形成され[3]、成長が止まる。惑星がガスを集められる領域、つまりギャップの幅は惑星の重力で決まるため、ギャップの領域にあった円盤ガスの質量を見積もることで最終的に出来上がるガス惑星の質量を見積もることができ、太陽系の木星はその見積もりと良く一致する。

以上のように、ガスの捕獲開始及び終了は、理論的にだいたい理解されていると言えるが、ガス惑星が成長する様子、すなわち原始惑星系円盤ガスがどのような流れで惑星へ降着したかについてはほとんど良く分かっていない。また、その流れが分かっていないために、降着率、つまり単位時間当りにどれくらいの質量のガスを捕獲できるか、という基本的な量も良く分かっていない。そこで我々は、ガス惑星のガス捕獲しながら成長していく際の基本的な描像を得るために、数値的にガス降着流のシミュレーションを行いアプローチをする。

2. 数値的アプローチ

ではまず、惑星へのガス降着流を流体シミュレーションを用いて調べるための問題設定を行う。

中心星の周りをケプラー回転するガスディスク中に、水野重力不安定を起こした後の惑星、すなわちガス捕獲が始まっている惑星がケプラー回転しているとす。その中で以下の仮定を行う。

¹ 名古屋大学大学院理学研究科

² 名古屋大学大学院環境学研究科

2.1 仮定

- ・局所近似
- ・惑星は円軌道
- ・円盤の厚みを無視した2次元
- ・等温・非粘性・自己重力無し

まず、局所近似とはどういう事かを説明する。我々がガスの運動を求めたい領域は主に惑星近傍であるため、原始惑星系円盤の中から惑星近傍の領域のみを切り取るのだが、この際に円盤が“丸い”ということを感じさせないくらい小さい領域を切り取る(図1)。こうして円盤の曲率を無視することを、ここでは局所近似と呼ぶ。この近似は、惑星質量が中心星質量に比べて十分小さく無ければならぬことを要求している。この近似より計算領域を狭めることができ、その分高い解像度を得ることが可能となる。この切り取った枠の中に、惑星の位置に原点、太陽から惑星を結ぶ方向を x 軸、惑星の進行方向を y 軸となるような直線直交座標系を張る。

円盤中にある惑星の軌道は、円盤ガスと相互作用を起こすことにより円軌道化され大きな離心率は持たないと考えられている。しかし、0と見なせるくらい十分小さいかどうかは自明ではないが、ここでは簡単化のために厳密に0とする。

円盤の厚みを無視した2次元の仮定に関しては、惑星重力圏内では必ずしもいい仮定ではないケースも存在するが、まず2次元で理解できる範囲で流れの構造

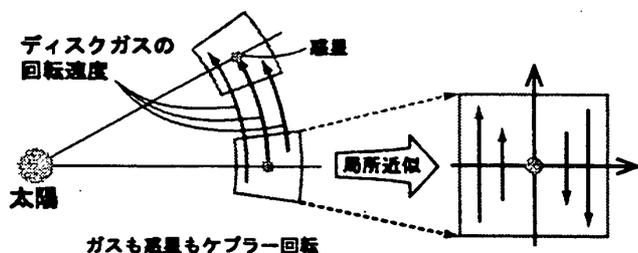


図1：局所近似の説明。左が原始惑星系円盤を上から見た図で、惑星と共に回るバームクーヘン型の領域が十分小さい場合には右図のように四角い領域と見なす近似。これにより計算領域を惑星近傍のみに限定でき、計算の分解能を上げることができる。

を理解しておくのが我々のスタンスである。

なお、簡単のため、ガスは等温・非粘性とし自己重力も無視する。これらは我々の計算の範囲内では妥当な仮定である。

2.2 基礎方程式

以上の仮定に基づき、シミュレーションで解くべき流体の基礎方程式、すなわち連続の式・運動方程式を示す。ただし、これらの方程式は、長さを惑星重力圏半径であるヒル半径 r_H で、時間を惑星が太陽をの周りを1ラジアン回る時間 Ω_p^{-1} で既に規格化されており、チルダ($\tilde{\quad}$)のついた変数は規格化されていることを示す。

$$\frac{\partial \tilde{\Sigma}}{\partial \tilde{t}} + \tilde{\nabla} \cdot (\tilde{\Sigma} \tilde{\mathbf{v}}) = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \tilde{\mathbf{v}}}{\partial \tilde{t}} + (\tilde{\mathbf{v}} \cdot \tilde{\nabla}) \tilde{\mathbf{v}} = -2\mathbf{e}_z \times \tilde{\mathbf{v}} - \tilde{\nabla} \tilde{\Phi} - \tilde{C}_{\text{iso}}^2 \tilde{\nabla} \ln \tilde{\Sigma}, \quad (2)$$

ただし、 $\tilde{\Sigma}$ はガスの面密度、 $\tilde{\mathbf{v}}$ はガスの速度ベクトル、 \mathbf{e}_z は円盤面に垂直な向きの単位ベクトル、 $\tilde{\Phi}$ は我々が用いるヒル座標系(常に惑星を原点となるような局所近似回転座標系)の上での実効的なポテンシャルで以下のように書ける。

$$\tilde{\Phi} = -\frac{3}{2} \tilde{x}^2 - \frac{3}{\tilde{r}}, \quad (3)$$

ただし、 \tilde{r} は惑星からの距離である。また、 \tilde{C}_{iso} はガスの規格化等温音速であり以下のように書くことができる。

$$\tilde{C}_{\text{iso}} \equiv \frac{C_{\text{iso}}}{r_H \Omega_K} = \frac{h}{r_H}, \quad (4)$$

ただし、 h はディスクのスケールハイトである。この式から分かるように、 \tilde{C}_{iso} はディスクの厚みと惑星重力圏の比でもある。ディスクの温度を中心星との放射平衡を仮定することで、以下のように軌道長半径 a と惑星質量 M_p の関数として書くことができる(図2)。

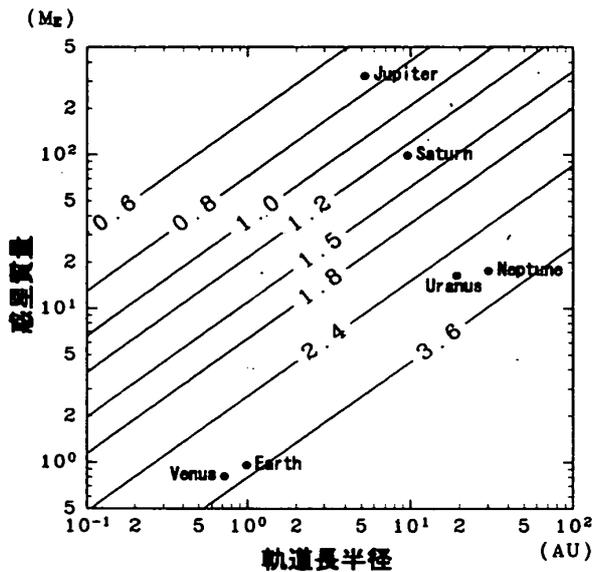


図2:我々が用いたパラメータである規格化等温音速 \tilde{c}_{iso} を、軌道長半径-惑星質量の関数としてコンターラインを描いたもの。この値は原始惑星系円盤のスケールハイト h と惑星重力圏半径 r_H の比 h/r_H でもある。なお、原始惑星系円盤のガスの温度は中心星との放射平衡を仮定した。

$$\tilde{c}_{iso} = 2.34 \left(\frac{a}{5.2 \text{ AU}} \right)^{1/4} \left(\frac{M_p}{10 M_E} \right)^{-1/3} \quad (5)$$

ただし、 M_E は地球質量を表わす。我々の計算は、規格化と局所近似によりパラメータはこの \tilde{c}_{iso} のみになる。

2.3 数値計算手法

シミュレーションには、現在ウェブで公開されている汎用圧縮性流体コードの一つである ZEUS-2Dcode[4] を用いた。計算領域はヒル圏(惑星重力圏)内の流れに影響が出ないように重力圏半径に比べて十分に大きく ($|\bar{x}| < \bar{x}_{max} = 6$, $|\bar{y}| < \bar{y}_{max} = 12$, ただし単位はヒル半径 r_H) にとった。メッシュは軸に沿って直線直交に張り、メッシュ間隔は原点付近が最も解像度が高くなるようにし、最小メッシュ間隔は0.005とした。初期条件は、惑星が存在しなかった場合の状態、つまり密度は一様、速度はケプラー回転の速度(ケプラーシア)で与えた。外側の境界は $\bar{y} = \bar{y}_{max}$, ($0 < \bar{x} < \bar{y}_{max}$) と $\bar{y} = -\bar{y}_{max}$, ($-\bar{x}_{max} < \bar{x} < 0$) では密度一様、速度はケプラーシアで流入させ、その他の境界では自由に流出できるように設定した。また、

重力不安定後の惑星大気を取縮を真似るために、 $\bar{r} < 0.05$ の中に入ったガスを一定の割合で除去するようにした。ただし、得られた流れはこのガスを除去する方法には依存しないことを確認した。また、計算はほぼ定常状態になるまで計算を行い、以下で示すのは定常に至った時の流れの図である。

3. 結果

3.1 降着流の構造

まず、得られた流れの基本的な構造は、パラメータである規格化音速 \tilde{c}_{iso} に依存しないことがわかった。そのため、以下では $\tilde{c}_{iso} = 1.2$ (木星領域 5.2AU で約75地球質量の時に相当) の場合の流れについて示す。

図3はヒル圏よりも外側の構造に注目した図であり、密度コンター、流速ベクトル、および流線を重ねて示してある。まず、密度コンターから2種類の衝撃波が存在することが分かる。惑星重力圏の外に立つ衝撃波と惑星重力圏内に立つ螺旋状衝撃波である。惑星重力圏外に立つ衝撃波は、原始惑星系円盤に伝播する螺旋状の波となる。惑星重力圏内の衝撃波については後で詳しく述べる。

この図の流線から領域を、ヘアピン流領域、通過領域、降着可能領域の3つに分類することができる。ヘアピン流領域は $|\bar{x}| < 2.5$ にあり、そこを流れていたガスはゆっくり惑星に近づきながら惑星との重力相互作用により惑星と太陽周りの角運動量を交換し惑星軌道 (y 軸) をまたいでUターンし、再び惑星から遠ざかっていく。通過領域はおおよそ $|\bar{x}| > 2.5$ にあり、そこを流れていたガスは惑星と会合する際に惑星重力により惑星軌道より引き寄せられ、衝撃波を通過し、そのまま流れ去っていく。降着可能領域は、先に説明した2つの領域の間にわずかにその領域が存在する。この領域のガスは、惑星に近づき惑星重力に引き寄せられ、外側の衝撃波の通過により速度が大きく減少した後、エネルギー的に惑星重力圏内に最も流入しやすいラグランジュポイント ($\pm 1, 0$) 付近から圏内に流

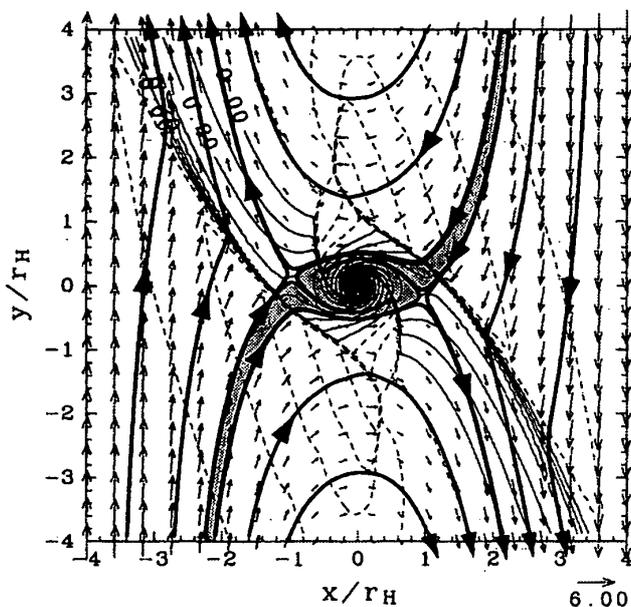


図3: 定常状態でのガスの流れで面密度コンター、流速ベクトル、流線を重ねて描いたもので、縦軸横軸は惑星重力圏の大きさであるヒル半径で規格化されている。 $\tilde{C}_s=1.2$ の時に、木星領域5.2AUで約75地球質量の時に相当する。コンターは対数をとり間隔は0.1である。降着領域をグレーで示した。コンターラインが密集している位置は衝撃波を表わしている

入している。またガスが惑星重力圏内に降着する理由だが、ヘアピン流領域のガスと同様の軌道で惑星へ近づいた後にUターンして再び惑星から遠ざかろうとしたガスが、惑星重力圏内から伸びてきた螺旋状衝撃波に侵入することで惑星重力から逃げ切るエネルギーを奪われて惑星重力圏内へと落ち込んでしまう、と理解できる。

では次に、図4で惑星重力圏内に流れ込んだガスを見ていく。まず、ラグランジュポイント付近を通過する際にごく低速になり、その後惑星へ向かって落下する際にコリオリ力を受け、惑星の周りを順行回転するようになり、惑星の周りを1周もすると惑星周りのケプラー速度に達する。ケプラー速度に達していることから、これは惑星の周りにディスクが形成されていると考えられる。

また、この周惑星円盤には螺旋状の衝撃波が形成されていることが分かる。この螺旋状衝撃波形成の理由は、惑星周囲のポテンシャルは、惑星重力によるそれに加えて太陽の周りを回っていることによる効果で

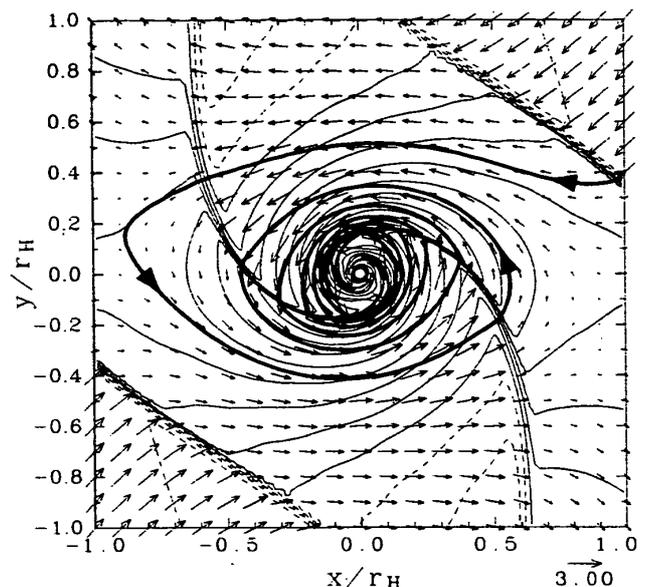


図4: 拡大図。ヒル圏内に流入してきたガスは螺旋状衝撃波にぶつかる度に角運動量を失い回転半径を縮めていることが分かる

歪んでいるために、周惑星円盤中のガスがきれいに円軌道を回ることができないから、と考えられる。周惑星円盤中のガスはこの螺旋状の衝撃波にぶつかる度に角運動量を失うため、螺旋を描きながら回転半径を縮めていく。

3.2 惑星へのガス降着率

この計算により惑星への降着率 \dot{M} が求まる。いくつものパラメータで計算を行うことで降着率の音速依存性が求めることができ、それを冪乗則でフィッティングを行うと

$$\dot{M}=1.26\tilde{C}_{\text{iso}}^{-2.0}, \quad (6)$$

となった。これは音速が高いほど降着率が減少ことを意味している。おおざっぱには、音速が上がるとガスの典型的なマッハ数が下がり衝撃波が弱くなるが、ヘアピン流領域のガスのようにUターンして惑星重力から逃げようとするガスを惑星周りの螺旋状衝撃波で捕まえている、という構造から考えて、衝撃波が弱いほど降着率が減少するのは理解できる。

これを、ディスク面密度を最小質量モデル $\Sigma^H=1.7\times$

巨大ガス惑星へのガス降着流／谷川・渡邊

$10^4 (a/1\text{AU})^{-3/2} \text{kg/m}^2[5]$ を用いて実次元化を行うと、降着率、成長のタイムスケールはそれぞれ

$$\dot{M} \sim 8.0 \times 10^{-3} \left(\frac{a}{5.2\text{AU}}\right)^{-1.5} \left(\frac{M_p}{10M_E}\right)^{1.3} \left(\frac{\Sigma_0}{\Sigma_H}\right) M_E/\text{yr}, \quad (7)$$

$$\tau_{\text{acc}} \sim 1200$$

$$\left(\frac{a}{5.2\text{AU}}\right)^{1.5} \left(\frac{M_p}{10M_E}\right)^{-0.3} \left(\frac{\Sigma_0}{\Sigma_H}\right)^{-1} \text{yr}, \quad (8)$$

が得られる。

4. ガス惑星成長の描像

では、得られた降着流の構造からガス惑星成長の描像を考えてみる。大きく成長して水野重力不安定を起こした固体原始惑星は、初め惑星の周りをほぼ球対称的に分布していたガスが一通り惑星へ降着してしまった後は、惑星重力圏内にスパイラル状の衝撃波をともなった周惑星降着円盤が形成される。この円盤が一度形成されると、原始惑星系円盤ガスはこの円盤を通して惑星へと運ばれる。したがって、この段階では惑星の成長速度を決めているのはこの周惑星円盤の降着率になる。惑星が原始惑星系円盤ガスを捕獲していくにつれ、惑星軌道付近の円盤ガス密度が低下していくため、惑星の成長率も鈍ってくる。そして、惑星が食べることができる範囲内のガスを食べ尽してしまい惑星軌道上にガスが無い領域が形成されるとガス惑星の成長は止まる。

これまでガスは常に等温と仮定してシミュレーションしてきたが、実際にはガス降着時のエネルギーにより惑星は明るく輝き、その影響で惑星周囲のガスが加熱されるであろう。ここではその影響について考察してみる。まず、ガス降着による惑星のルミノシティ(単位時間当たり放出するエネルギー)を見積もり、そのルミノシティから周囲のガスへの加熱が及ぶ範囲を求める。

我々の計算から求めた降着率(7)式から惑星ルミノシティ=単位時間当りの降着エネルギー L_p を見積も

ることができる。

$$LP = 7 \times 10^{-5} L_{\odot} \left(\frac{M_p}{10M_E}\right)^{2.0} \left(\frac{a}{5.2\text{AU}}\right)^{-1.5} \left(\frac{\rho_p}{\text{lg/cm}^3}\right)^{1/3} \left(\frac{\Sigma_0}{\Sigma_H}\right), \quad (9)$$

ただし、 ρ_p 惑星の平均密度、 L_{\odot} は太陽ルミノシティである。

ここで、惑星へのガス降着により温度が上昇する領域を、中心星の明るさ(単位面積を単位時間に通過する光のエネルギー)と惑星の明るさが同じに見えるようになる位置より内側とし、その影響の及ぶ半径を r^* とすると、 $L_{\odot}/4\pi a^2 = L_p/4\pi(r^*)^2$ より以下を得る。

$$r^* = 1.16 r_H \left(\frac{a}{5.2\text{AU}}\right)^{-0.75} \left(\frac{M_p}{10M_E}\right)^{0.65} \left(\frac{\Sigma_0}{\Sigma_H}\right)^{1/2} \left(\frac{\rho_p}{\text{lg/cm}^3}\right)^{1/6} \quad (10)$$

つまり、だいたい惑星重力圏内の領域は惑星へのガス降着エネルギーによる放射エネルギーを受けてしまう計算になる。

惑星周囲のガスの温度が上昇するとどうなるのか？我々の計算から、ガスの温度が上昇すると降着率が減少することが分かったので((6)式)、これにより負のフィードバックが働き降着率が自己調節されると考えられる。つまり、降着率が増加すると、周囲のガスの温度が上昇し降着率を下げる働きをするため、実際にはそれらが釣り合うように降着率が決まるであろう。

また、ガス捕獲による成長のタイムスケール(8)式と惑星の移動のタイムスケール 10^5 - 10^6 年、固体コアの成長のタイムスケール 10^5 - 10^7 年と比べても十分速いことがわかる。

5. 木星・土星の速い順行自転

ここで、ガス惑星の自転について考察してみる。我々の太陽系のガス惑星である木星・土星は地球よ

り2桁も重いにも関わらず、地球の倍以上の角速度で順行向きに自転している。しかし、ガス惑星を産み出した原始惑星系円盤中のガスは、むしろ逆行的である。なぜなら、ほぼケプラー回転する原始惑星系ガス円盤は内側ほど早く回転しているため、この円盤中のシア流は逆行的となる。いったい、この逆行的なシア流の原始惑星系円盤の中で、なぜ順行向きに自転を行うガス惑星が形成されるのであろうか？実は、このようなガス惑星の自転の強い順行性は、ガスの捕獲過程から必然であることが以下の簡単な議論から理解できる。

惑星の周りのガスが順行向きに回転してしまうのは、本質的には台風の渦の巻く向きが決まっているのとはほぼ同様の原理で説明できる。台風の場合、低気圧が大気を引き付けるが、その際コリオリ力が働くために大気は低気圧中心へまっすぐ向かうことができず、低気圧の周りを反時計回り、すなわち自転と同じ向きに回ってしまう。ガス円盤中の惑星周りのガスの流れのケースで低気圧に相当するのは惑星重力である。惑星重力によってガスは惑星へ向けて引き付けられるが、コリオリ力のためガスは系の回転と同じ順行向きに回転してしまうのである。

このように、必然的にガス惑星の自転が強く順行回転することは、我々の太陽系に限らず系外惑星系の巨大ガス惑星も同様に順行向きに速く自転しているのであろう。ただし、系外の hot Jupiters のように中心星に非常に近いガス惑星が、もしその場で形成(水野重力不安定とその後のガス捕獲)されたとしたら、順行向きの自転が弱まるのみならず、逆行向きに自転する可能性すら否定できない。なぜなら、中心星に近い分だけケプラー円盤中のシア流の逆行性が強いからである。また、hot Jupiters のように中心星に近い位置で長時間存在していたとすると、太陽との潮汐相互作用により自転角速度が減少しているかもしれない。

6. 今後

近年、軌道要素・惑星質量ともに多様な系外惑星が多く発見されており、従来の太陽系に限った形成理論から、系外惑星も含めた統一的な惑星系形成論の構築が急がれている[6, 7]。その中でも原始惑星系円盤中での惑星の移動現象は、惑星の軌道要素を決める重要な要素である。この惑星の移動メカニズムは、系外惑星の軌道の多様性を説明するためにも今後詳細に研究されるべき重要な課題と言えよう。

原始惑星系円盤中で成長する惑星は、自身の重力で円盤ガスの回転運動に擾乱を与え、同時にその反作用を円盤ガスから受ける。この相互作用により、太陽周りの角運動量は惑星と円盤ガスとで交換され、惑星の公転半径を変化する。この効果により惑星はネットで角運動量を失い公転半径を縮めることが知られており、その移動速度は木星領域で地球質量の場合、約 10^6 年と見積もられている[8]。従来の太陽系形成論では惑星の移動は考慮に入れられていなかったが、この移動を考慮すると惑星は成長するよりも落下する方が速く、その移動は惑星質量に比例して速くなるため、惑星は大きくなれずに中心星へ落下してしまうことになる。

我々の結果から、ガス捕獲による成長のタイムスケールは非常に短いことが分かったため、原始惑星が水野重力不安定を起こすまで中心星へ落ちずにいることができれば、ガス捕獲によりすかさず巨大に成長し原始惑星系円盤にギャップを形成し自分で落下を防ぐことができるであろう。問題は、ガス捕獲を開始するまでの惑星の落下であり、今だ解決の糸口が見えてこない。この問題に対し、我々は惑星重力圏内という局所的な密度構造を調べることでこの問題に迫ろうとしている。そのためには水野重力不安定を起こす前の10地球質量以下の惑星周囲のガス密度分布を調べる必要がある。しかしその質量では今回我々が行ったような2次元近似は成り立たないため3次元計算が必要不可欠である。我々は現在、その計算に向けた準備を行っている。

木星・土星などのガス惑星に多く見られる衛星は、そのきれいな軌道から太陽系の形成と同様に周惑星円盤内で形成されたのではないかと考えられているが、実際にはその円盤の構造は良く分かっていない。今回、この周惑星円盤の構造がかなり明らかになったので、今後衛星系の起源についてより定量的な議論できるようになるであろう。しかし、周惑星円盤起源と考えられている衛星は惑星重力圏内のかなり内側 ($r < 0.05 r_H$) であり、我々の計算の解像度では分解できない領域なので、より内側は何らかのモデル(粘性ディスクモデルなど)を用いて衛星系形成を考えていく必要がある。

また、衛星の中でも比較的惑星から離れた場所に位置しきれいな軌道を持たないものは、惑星が形成された後で惑星重力に捕えられたと考えられている。その捕獲には惑星重力圏内でのエネルギー散逸が必要で、その散逸メカニズムの一つとして周惑星円盤との相互作用が考えられる。周惑星円盤の密度・速度構造が求まったことで、天体が惑星重力圏内に入ってきた際の周惑星円盤中でのガス抵抗を求めることができ、捕獲確率が計算できるようになるであろう。ただ、実際には周惑星円盤とのガス抵抗で捕獲された衛星は、周惑星円盤が存在し続けるならやはりガス抵抗で惑星へと落下してしまうので、タイミング良く円盤ガスが散逸する必要がある。このことは逆に、衛星の捕獲確率とその後の軌道進化のタイムスケールを調べることで、円盤ガスの散逸のタイミングを制約できるかもしれない。

木星・土星の自転に関しては、なぜ速く自転しているか、というよりもむしろ、如何に自転速度を落とすか、が問題であると言える。惑星は惑星周りをケプラー回転しているガスを取り込みながら成長するため、形成直後の自转角運動量は今よりもずっと大きかったであろう。そのため、現在の自转角速度までスピンドウンさせる何らかのメカニズムが必要である。磁場と周惑星円盤との相互作用[9]やバイポーラーフロー[10]など、太陽と同様のメカニズムが提案されている。今後、よ

り詳細な周惑星円盤の温度・密度構造を求めることで、これらのモデルによるスピンドウンを定量的に見積もれるかもしれない。

このように、ガス惑星へのガス降着を含めて原始惑星系円盤中の惑星周囲のガスの運動を調べることは、惑星配置の問題からガス惑星の自転・衛星の起源まで様々な問題を解決する糸口となることが明らかとなった。今後、我々の計算から得られた惑星周囲のガスの密度・速度分布を元に、これまで手を出しにくかった様々な問題に対してより詳細に調査することが可能となるであろう。

- [1] Mizuno, S. 1980: *Prog. Theor. Phys.* **64**, 544
- [2] 生駒 大洋 他, 2000: *遊星人* **9**, 135
- [3] Takeuchi, T. *et al.* 1996: *ApJ*, **460**, 832
- [4] Stone, J. M., and Norman, M. L. 1992: *ApJS*, **516**, 451
- [5] Hayashi, C. 1981: *Prog. Theor. Phys.* **70**, 35
- [6] 渡邊 誠一郎, 1999: *遊星人* **8**, 163
- [7] 井田 茂, 1999: *遊星人* **8**, 199
- [8] Tanaka, H. *et al.* 2002: *ApJ*, **565**, 1257
- [9] Takata, T., and Stevenson, D. J. 1996: *Icarus*, **123**, 404
- [10] Quillen, A. C., and Trilling D. E. 1998: *ApJ*, **508**, 707