

# 分子雲コアの回転と星・惑星系形成： 星形成に特有なスケール

大橋 永芳

〈台湾中央研究所天体及天体物理研究院, P.O. Box 1-87, Nankang, Taipei 115, TAIWAN〉

e-mail: ohashi@biaa.sinica.edu.tw

分子雲コア中の局所比角運動量の半径依存性を調べたところ、半径 0.03 パーセクを境に半径依存性が大きく変化していることに気がつきました。すなわち、半径 0.03 パーセク (6000 天文単位) 以上では比角運動量は半径のべき則に従って減少するが、0.03 パーセク以下では比角運動量が保存されているのです。この結果は分子雲コアの内、中心の 0.03 パーセク以内のみが自由落下することを示唆しています。

## 1. 星周エンベロープの運動： 収縮と回転

星は分子雲コアと呼ばれる、半径 2 万天文単位程度のガスの塊の中心で形成されます。この分子雲コアの中心付近、半径数千天文単位程度の領域は、特に「星周エンベロープ」と呼ばれます。この星周エンベロープが星誕生の舞台です。星形成の過程を理解するには、この舞台となる星周エンベロープの物理状態を詳しく知ることが大変重要です。星周エンベロープの角サイズは、私達に最も近い星形成領域であるおうし座領域においてすら 10 秒角程度のため、ミリ波干渉計なくして星周エンベロープの観測は考えられません。私達のグループでは、これまでにミリ波干渉計を用いて原始星と呼ばれる、可視光ではまだ見えない生まれつつある若い星、特に太陽程度の質量を持つ原始星に付随する星周エンベロープの構造・運動を詳細に調べてきました<sup>1), 2), 3), 4), 5)</sup>。以下特に断らない限り、本稿では太陽程度の星が形成されつつある星周エンベロープを指すことにします。これまでの私たちの観測結果を総合すると、星周エンベロープは球状と言うよりはむしろ平たい形をしているよ

うです。と言ってもレコード版の様な薄い円盤ではなく、厚みのある構造をしています。図 1 に示した観測例では、星周エンベロープをほぼ真横から観測しているため、星周エンベロープが厚みを持った円盤のような形をしていることがよくわかります。原始星は星周エンベロープの中心に位置しています。星周エンベロープの運動は主に 2 つの運動から成ります。そのひとつが重力収縮、つまり、原始星の重力により、星周エンベロープ中のガスが中心星へと引き寄せられる運動です。エンベロープの外側での収縮速度は毎秒 0.5 km から 1 km 程度です。この重力収縮を通してガスは原始星へと降り積もり、原始星はさらに成長していきます。もう一つの運動は原始星周囲の回転です。回転速度は収縮速度に比べるともっとゆっくりとしていて、エンベロープの外側での回転速度はせいぜい毎秒 0.2–0.3 km 程度です。星周エンベロープの運動を一言で表すと、「ゆっくりと回転しつつ、中心に向かって重力収縮している」ということになります。

星周エンベロープの運動をもう少し詳しく見てみましょう。重力収縮はガス圧や回転などの収縮の妨げになるものがなければ、自由落下となります。この場合、収縮 (自由落下) 速度は中心から

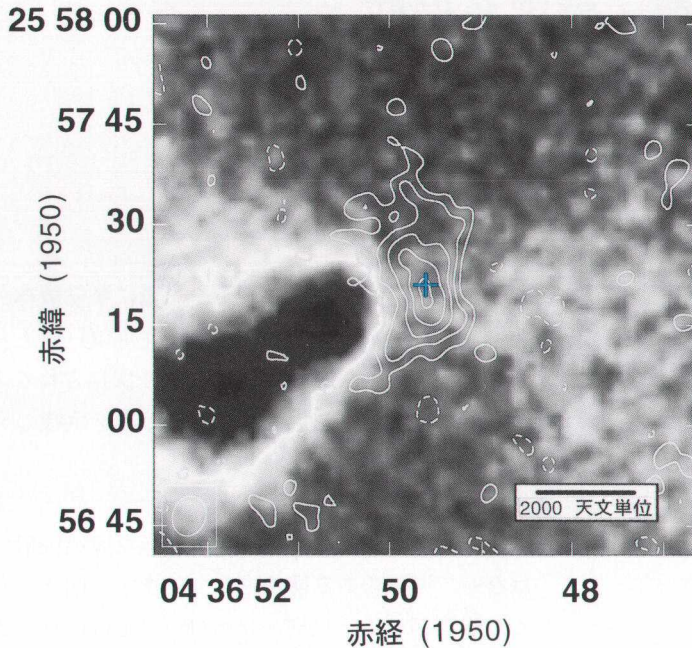


図1 おうし座中の原始星 IRAS 04368+2557 に付随する星周エンベロープ (白色のコンター). この観測では星周エンベロープを真横から見ているので, エンベロープが厚みを持った円盤状の構造をしていることがよくわかる. 背後のグレースケール画像は赤外反射星雲の分布 (Tamura et al. 1996), 青い十字は中心星の位置をそれぞれ表す.

の距離の平方根に反比例して増加します. 実際, 星周エンベロープ中の収縮運動は自由落下運動でほぼうまく説明できます. 星周エンベロープは回転しているのにどうして?, と疑問を持つ読者もおられるかもしれませんが, 先にも述べたように回転速度は収縮速度に比べてかなり小さいため, 収縮運動を妨げるのには不十分なのです. それでは回転は星周エンベロープの中で重要な役割を果たしていないのでしょうか? 実はそうではありません. というのも, 中心星の回りを回転しつつ自由落下するガス片は角運動量を保存し続けるため, 回転速度は中心からの距離に反比例して増加するからです. つまり, 中心からの距離の平方根に反比例して加速する収縮運動に対して, 回転速度は中心に近づくにつれてより早く増加するわけです. それ

ゆえ, 星周エンベロープの外側では収縮運動が回転より勝っていても, エンベロープの中心部では立場が逆転します. この様にして, エンベロープの外側では自由落下していたガス片が, 中心部では回転で支えられるようになります. この回転で支えられたガスは中心星の周囲に回転で支えられる円盤, 回転平衡円盤を形成すると考えられます. これが若い星の周囲で観測されるコンパクトな原始惑星系円盤形成のシナリオだ, と私達は考えています<sup>6)</sup>.

ご存じの通り, 原始惑星系円盤は惑星系形成の現場だと考えられており, そのサイズは惑星系形成のシナリオを構築する上で極めて重要なパラメータの一つです. 原始惑星系円盤のスケールは, 星形成の過程の中でどの様に決定されるのでしょうか

か？ 大変興味深いことに、観測される原始惑星系円盤のサイズは多くの場合、100天文単位スケールです。原始惑星系円盤のサイズを100天文単位スケールにそろえる、何か特別なメカニズムでもあるのでしょうか？ 上記のシナリオに従えば、自由落下中のガス片の持つ角運動量が原始惑星系円盤のサイズに大きく影響します。それゆえ、自由落下するガス片の持つ角運動量を定めるメカニズムを解明することが、原始惑星系円盤のサイズがどの様に決定されるのか、という疑問に答える鍵となるかもしれません。星周エンベロープ中のガス片の持つ角運動量は、単位質量あたりの角運動量、即ち、比角運動量として調べることができます。そこで私たちは星周エンベロープの持つ比角運動量を調べ始めました。なお、本稿では字数の制約から詳しい内容は省きますので、さらに詳しい内容を知りたい方は本論文<sup>4)</sup>を参照して下さい。

## 2. 星周エンベロープ中の比角運動量

星周エンベロープ中の比角運動量の振る舞いを調べるにあたって、私たちはターゲットにおうし座領域を選びました。おうし座領域は太陽程度の星が生まれている、私達に最も近い(距離約500光年)領域です。私たちはこれまでにおうし座領域

で5つの原始星をミリ波干渉計を用いて観測しています。観測結果を表1にまとめます。原始星の観測結果に加えて、表1には可視光で見えるようになったばかりの若い星、Tタウリ型星の観測結果もまとめてあります。これらのTタウリ型星周囲には、数100天文単位程度のサイズを持ったガス円盤が存在します。このガス円盤は星周エンベロープに比べるとコンパクトであるため、星周エンベロープと区別して星周円盤と呼ばれます。

表1を見てわかるように、すべての星周エンベロープ・星周円盤は回転しています。回転は星周エンベロープ・円盤にとって共通の現象のようです。回転運動は、エンベロープ・円盤の長軸に沿った系統的な速度勾配として認識されます。図2に示した観測例では、エンベロープの長軸(直線A-A')に沿って、エンベロープの速度が毎秒6.0 km(エンベロープ北西部)から6.5 km(エンベロープ南東部)へと変化しています。一方、5つの星周エンベロープの内、4つが自由落下運動を示していますが、星周円盤では自由落下は見られません。これはTタウリ型星の時期には既に自由落下が終了しているためと考えられます。自由落下運動を示さない星周エンベロープ・星周円盤は、回転平衡にあると考えられます。実際、観測結果はそれを支

表1 ミリ波干渉計による星周エンベロープ・星周円盤の観測結果

中心天体名 <sup>a)</sup>	観測 <sup>b)</sup>	回転?	自由落下?	回転速度 (km/s)	回転半径 (天文単位)	局所比角運動量 (km/s pc)	参考文献
HLタウリ(E)	NMA <sup>13</sup> CO 1-0	あり	あり	0.20	700	$7.0 \times 10^{-4}$	1
L1551 IRS5 (E)	NMA C <sup>18</sup> O 1-0	あり	あり	0.24	700	$8.4 \times 10^{-4}$	5
IRAS 04368+2557 (E)	NMA C <sup>18</sup> O 1-0	あり	あり	0.05	2000	$5.0 \times 10^{-4}$	3
IRAS 04169+2702 (E)	OVRO C <sup>18</sup> O 1-0	あり	あり	0.23	370	$4.3 \times 10^{-4}$	4
IRAS 04365+2535 (E)	NMA <sup>13</sup> CO 1-0	あり	なし	0.87	580	$2.5 \times 10^{-3}$	4
GGタウリ(T)	PdBI <sup>13</sup> CO 1-0	あり	なし	1.60	200	$1.6 \times 10^{-3}$	7
DMタウリ(T)	NMA <sup>13</sup> CO 1-0	あり	なし	0.93	350	$1.6 \times 10^{-3}$	8

<sup>a)</sup> 括弧の中の英文字は中心天体が可視光でまだ見えない原始星か、可視光で見えるTタウリ型星かを示す。E: 原始星、T: Tタウリ型星。

<sup>b)</sup> 観測に用いたミリ波干渉計と観測した分子線を示す。NMA: 野辺山ミリ波干渉計、OVRO: オールエンズ・ヴァレーミリ波干渉計(アメリカ)、PdBI: プラトール・デ・ビュー干渉計(フランス)

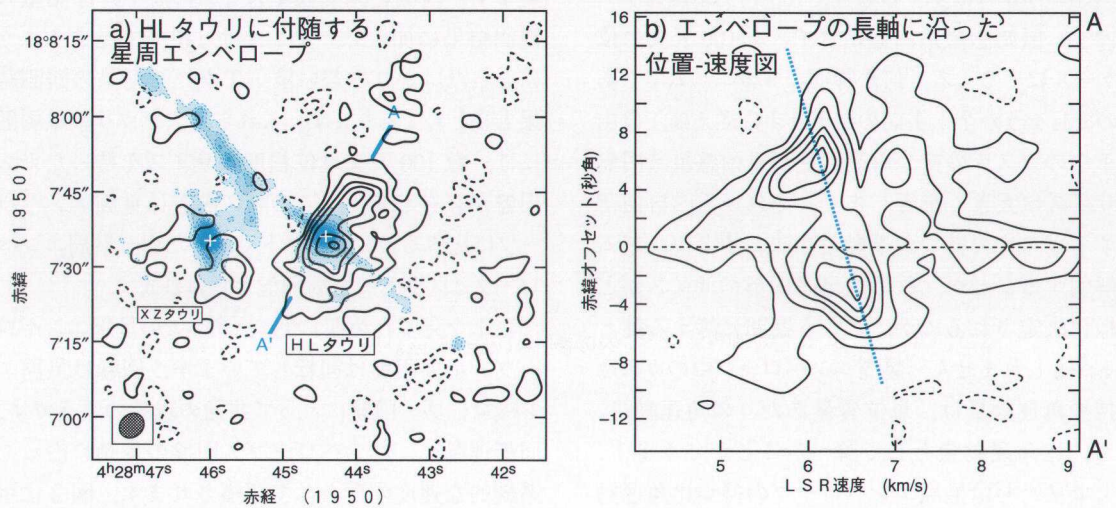


図2 (a) HL タウリに付随する星周エンベロープの分布. (b) エンベロープの長軸に沿った位置-速度図. 青線に沿って系統的な速度勾配が見られる.

持しています. 以下では, 自由落下運動を示す星周エンベロープを自由落下エンベロープ, 回転平衡にある星周エンベロープ・星周円盤を回転平衡円盤と呼ぶことにします.

自由落下エンベロープ, 回転平衡円盤それぞれについて, 位置-速度図, あるいは位置-速度図に対するモデルフィッティングを用いて, 回転半径とそこでの回転速度を測定しました. 当然のことながら, 回転速度は測定する回転半径によって変わるわけですが, ここで測定した回転半径と回転速度は, それぞれの自由落下エンベロープ・回転平衡円盤での代表的な値と考えて下さい. この2つのパラメータを用いて, それぞれのエンベロープ・円盤中の回転半径における局所的な比角運動量(以下, 局所比角運動量)を,  $(\text{回転半径}) \times (\text{回転速度})$  という式から求めました. 以上の3つのパラメータは表1にまとめられています.

表1にまとめた天体の内, 2天体(IRAS 04365 + 2535, IRAS 04368 + 2557)に関しては単一鏡を用いた回転運動の観測もあります<sup>9)</sup>. 干渉計による高

空間分解能の観測からは, 比較的中心星近傍の回転が測定されますが, 単一鏡を用いた観測からは干渉計で観測するよりも大きなスケール, つまり分子雲コアスケールの回転が観測されます. 上記2天体について, 干渉計と単一鏡のデータを比べてみると, 興味深い事実に気が付きます. 観測される回転のスケールによって比角運動量の値が大きく異なるようなのです. 表2にまとめたように, 単一鏡で観測された局所比角運動量は干渉計で測定された値に比べると, 1桁ほど大きな値なのです. この2天体の結果は, 分子雲コア・星周エンベロープ中の比角運動量は中心星からの距離(回転半径)に大きく依存している可能性, つまり分子雲コア中の比角運動量の半径依存性を示唆しています. それゆえ, 自由落下するガス片の持つ角運動量がどの様にして決まるのか, という問いに答えるには, 自由落下エンベロープ・回転平衡円盤の小さなスケールも含めた, 分子雲コア中の様々なスケールでの局所比角運動量を調べる必要があります. そうです.

表2 局所比角運動量の回転半径による違い

中心天体名	局所比角運動量 (km/s pc)	
	干渉計による観測 <sup>a</sup>	単一鏡による観測 <sup>b</sup>
IRAS 04365+2535	$2.5 \times 10^{-3}$ (R=580天文単位)	$1.0 \times 10^{-2}$ (R=28,000天文単位)
IRAS 04368+2557	$5.0 \times 10^{-4}$ (R=2000天文単位)	$5.1 \times 10^{-3}$ (R=16,000天文単位)

<sup>a</sup>野辺山ミリ波干渉計による観測<sup>3), 4)</sup>。括弧内の数字は回転半径。

<sup>b</sup>グッドマンらによる解析結果<sup>9)</sup>。括弧内の数字は回転半径。

### 3. 分子雲コア中の局所比角運動量の半径依存性

分子雲コア中の様々なスケールでの局所比角運動量を調べるには、2章で示した干渉計のデータだけでは不十分です。なぜならば、干渉計のデータを用いて中心星近傍の局所比角運動量を求めることはできますが、それよりも外側の領域での比角運動量は干渉計のデータからは求めることができないからです。ですから干渉計のデータに加えて単一鏡のデータが必要となります。グッドマン達は、マイヤースらによって観測されたアンモニア分子雲コアについて詳しい速度勾配の解析を行い、それぞれのアンモニアコアで回転運動を特定し比角運動量を測定しました<sup>9)</sup>。私達は外側の領域での局所比角運動量のデータとして、グッドマン達の結果を用いることにしました。干渉計・単一鏡のデータを用いて、回転半径0.001–0.4パーセクの範囲に渡って局所比角運動量の半径依存性を調べます。

図3に上記で得られたアンモニアコア、自由落下エンベロープ、回転平衡円盤の局所比角運動量を回転半径の関数としてプロットしました。このプロットから以下の2点がわかります。

(1) アンモニアコア中の局所比角運動量は、回転

半径が0.3パーセク(60,000天文単位)から0.03パーセク(6,000天文単位)に変化するに連れて、0.1 km/s pcから0.001 km/s pcまで減少する。直線で示したように、この回転半径の範囲では、局所比角運動量は半径の1.6乗のべき則に従って減少する<sup>9)</sup>。

(2) 自由落下エンベロープ・回転平衡円盤では、回転半径が0.01パーセク(2000天文単位)から0.001パーセク(200天文単位)にわたって、局所比角運動量はほぼ一定の値、0.001 km/s pcである。

自由落下エンベロープ・回転平衡円盤中の局所比角運動量はアンモニアコア中のそれに比べると有意に小さいのですが、アンモニアコアに関する局所比角運動量のべき則から予想される値(図3中の1.6乗のべき則を表す直線の延長線上)よりは大きな値です。以上の結果から、分子雲コア中の局所比角運動量の半径依存性は、アンモニアコアの大きなスケールと自由落下エンベロープ・回転平衡円盤の小さなスケールの間で、有意に変化していることがわかります。

ここで一言注意が必要ですが、図3は様々なサイズを持ったアンモニアコア、自由落下エンベロープ、回転平衡円盤の局所比角運動量を用いて得

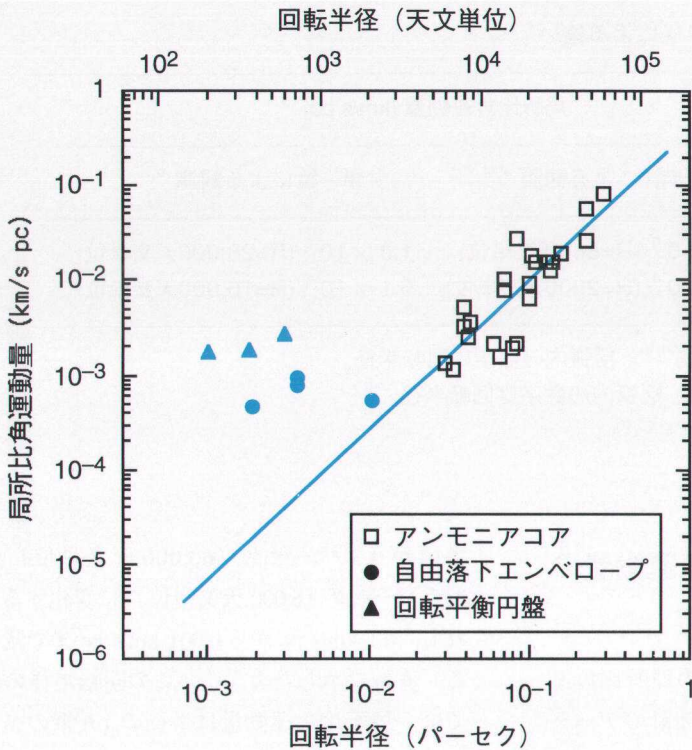


図3 分子雲コア中の局所比角運動量を中心からの半径の関数としてプロットした図。□はアンモニアコア，●は自由落下エンベロップ，▲は回転平衡円盤を表す。直線はアンモニアコアに関する1.6乗のべき則を表す。

られたプロットです。逆に言うと、ある1つの分子雲コアに関して様々な半径で局所比角運動量を測って得られたプロットではありません。ですから、厳密に言えば図3は分子雲コア中の局所比角運動量の半径依存性を直接には表していません。しかしながら、図3には表2で示した2天体もプロットされています。この2天体に関しては、アンモニアコアの大きなスケールと自由落下エンベロップ・回転平衡円盤の小さなスケール両方で局所比角運動量が測定されており、それらの結果は局所比角運動量が観測されるスケールに大きく依存していることを直接示しています。ですから図3は厳密とは言わないまでも、分子雲コア中の比角運動量

の半径依存性をおよそ表していると考えても差し支えありません。図3より、分子雲コア中の局所比角運動量の半径依存性は回転半径0.03パーセク(6000天文単位)あたりを境にして「折れ曲がる」と言えます。

#### 4. 自由落下の典型的スケール

図3に見られた、分子雲コア中の局所比角運動量の半径依存性の「折れ曲がり」は、何を意味するのでしょうか？ 図3によれば、半径0.03パーセク以下では局所角運動量は半径に依らずほぼ一定、つまり、半径0.03パーセク以下では局所比角運動量が「保存」されています。ご存じの通り、

自由落下中のガス片は角運動量を保存します。このことを考え合わせると、半径 0.03 パーセクでの折れ曲がり、「半径 0.03 パーセクからガス片が自由落下を開始する」ということを意味するのではないだろうか、そう私達は考えました。つまり、0.03 パーセクが、分子雲コアにおける自由落下の典型的サイズに相当すると考えたのです。

分子雲コアの中心部のみが星になるべく自由落下するという私達の考えは、一見突拍子もないように思えますが、よく考えるとそうでもありません。というのも、分子雲コアの質量はそこで形成される中心星の質量に比べると、通常数倍から 1 桁ほど大きいからです。おうし座では 0.5-1 太陽質量程度の星が主に形成されていますが、それに対して分子雲コアの質量は数太陽質量から 10 太陽質量程度です。もし、この分子雲コア中のガスすべてが中心に自由落下したとすると、形成される星の質量が大きすぎます。これに対して、私達の示唆した半径 0.03 パーセク以内には、おうし座領域で形成される典型的質量 0.6 太陽質量がちょうど含まれています。(半径 0.03 パーセク以内は、ガスの熱圧力がガスの自己重力とほぼ釣り合っていると仮定した。5 章参照)。つまり、私達の考えたように、分子雲コアの内、中心の半径 0.03 パーセク以内のみが中心に自由落下したとすると、形成される星の質量は都合よく、おうし座領域で形成される星の典型的質量と一致するのです。このことを考えると、0.03 パーセクが自由落下の典型的サイズである、という考えは突拍子もないどころか、極めて自然なアイデアであるように思えます。

半径 0.03 パーセクよりも外側のガスは本当に力学的に安定なのだろうか、そう疑問に思う読者も多いかもしれません。以下の 3 つの理由から、分子雲コアの内、局所角運動量が半径の 1.6 乗のべき則で表される半径 0.03 パーセクより外側の領域は、おそらくビリアル平衡にあると考えられます。

理由 1 : 1.6 乗のべき則は、分子雲コアがビリアル平衡状態にあり、かつ分子雲コアの持つ

回転エネルギーと重力エネルギーの比が半径に依存しない場合に、よく説明される<sup>9)</sup>。

理由 2 : もし、半径 0.03 パーセクよりも外側の領域でもガス片が自由落下しているとすると、それぞれのガス片はその角運動量を保存するため、局所比角運動量は半径の 1.6 乗のべき則としては観測されないはずである。

理由 3 : 図 3 中のアンモンコアは必ずしも若い中心星(原始星、あるいは T タウリ型星)を伴っているわけではない。つまり、1.6 乗のべき則は自由落下開始以前の中心星を伴わない分子雲コアでも実現されている。

これに対して、分子雲コアの内、半径 0.03 パーセク以下の領域は力学的に不安定となり自由落下する、と私達は考えています。自由落下中の領域では比角運動量は半径には依存せず、一定値となります。図 3 で重要なのは、7 つの自由落下エンベロープ・回転平衡円盤がほぼ一定の局所比角運動量を持っているということです。つまり、自由落下領域中の分子ガス片は観測天体に関わらず、ほぼ一定の角運動量を持っているわけです。このことは、「半径 0.03 パーセク=自由落下の典型的スケール」という関係は、どの分子雲コアにも適用できることを意味しています。理解しやすくするために、もう少し具体的に考えてみましょう。今、自由落下開始以前の分子雲コアは全て、図 3 に示したような半径のべき則で表される比角運動量分布を持っているとします。もし、分子雲コアがそれぞれ別の自由落下スケールを持っているとしたら、それぞれの分子雲コア中を自由落下するガス片は、別々の比角運動量を持つことになり、結局、図 3 で示したような 7 つの自由落下エンベロープ・回転平衡円盤が、ほぼ等しい局所比角運動量を持つという結果は得られないはずで、なぜなら、自由落下のスケールが違えば、それに応じて自由落下するガス片の持つ比角運動量の値もべき則に従っ

て変化するからです。逆に言うと、どの分子雲コアでも 0.03 パーセクが自由落下の典型的スケールに相当するがゆえに、図 3 の 7 つ天体で自由落下するガス片がほぼ等しい局所比角運動量を持つのです。図 3 はまさしく、半径 0.03 パーセクがどの分子雲コアにも適用できる、自由落下の「典型的」スケールであることを示唆しているわけです。

どの分子雲コアでも半径 0.03 パーセク以内の領域のみが自由落下を起こすとすると、自由落下するガス片の典型的な比角運動量は自動的に 0.001 km/s pc という値になります。この値は最終的に中心星近傍に形成される回転平衡円盤（原始惑星系円盤）のサイズを決定します。中心星の質量が 1 太陽質量だとすると、上記の値は半径 50 天文単位程度の回転平衡円盤を形成します。大変興味深いことに、このサイズは実際に若い星の周囲で観測される原始惑星系円盤のサイズに大変近い値です。私達が最初に持った疑問「原始惑星系円盤のサイズはどの様にして決まるのか、なぜ観測される原始惑星系円盤は多くの場合、100 天文単位スケールなのか？」の答えは、どうもここにあるようです。しかし、まだ全てが解決されたわけではありません。

## 5. なぜ半径 0.03 パーセクの内側だけが自由落下を起こすのか？

0.03 パーセクという自由落下の典型的スケールは、何によって決まっているのでしょうか？ この手の議論をする時に決まって登場するのが「ジーンズ長」です。分子雲コアの個数密度が  $10^5 \text{cm}^{-3}$ （1 立法センチメートルあたり 10 万個の水素ガス）で、ガスの力学的温度が 10 K の場合、ジーンズ長は約 0.07 パーセクとなり上記の 0.03 パーセクに近い値となります。しかしながら、ジーンズ長は本来、分子雲コアのような 3 次元的な構造を持つ分子ガスが力学的に不安定となる、最小のスケールを与えます。つまり、ジーンズ長よりも大きなスケールはすべて力学的に不安定になり得るわけで、これ

は私達の主張する「半径 0.03 パーセク以内のみが自由落下を起こす」とは異なります。

私達は 2 つの可能性を考えました。その 1 つは有名なインサイドアウト・コラプスです<sup>10)</sup>。インサイドアウト・コラプスのシナリオに従えば、自由落下は分子雲コアの中心部から始まり、自由落下領域は内側から外側へと音速程度の速度で広がっていきます。自由落下開始から 10 万年 (= おうし座中の原始星の典型的年齢 ~ おうし座領域中の分子雲コアの自由落下時間) 経過した時点での自由落下領域のサイズは、ほぼジーンズ長と等しくなり、0.03 パーセクという数字を説明することが可能です。しかしながら、このインサイドアウト・コラプスのシナリオの中には、自由落下の「典型的」スケールは存在しません。つまり、自由落下領域は何処までも大きく広がることができます。ですから私達の結果を説明するためには、自由落下領域の半径が 0.03 パーセクに達した段階で、何らかの方法により (例えば分子流) 自由落下を止めやする必要があります。

もう 1 つの可能性は、非熱的な運動の小さな領域のみが自由落下をする、という考えです。非熱的な運動は、その起源はまだ明らかにはされていませんが、分子雲コアの力学的サポートに重要な役割を果たしていると考えられています。非熱的な運動が分子雲コアの中心部ほど小さいことは、ラーソンの経験則 (分子雲コアに関する線幅-半径関係<sup>11)</sup>) として知られています。ですから、非熱的な運動の小さい分子雲コア中心部のみが、自由落下を起こすと考えることができます。

もう少し定量的な議論をしましょう。ラーソンの経験則によれば、分子雲コア中の分子線幅は  $\Delta V = 1.2 R^{0.4-0.5}$  という式で与えられます。ここで  $R$  は分子雲コアの半径を表します。この式から、半径 0.03 パーセクにおける分子線幅を見積もってみると、毎秒 0.2-0.3 km という値が得られます。これは温度 10 K の水素分子ガスのもつ線幅、毎秒 0.47 km よりも小さな値です。また、最近、グッド



マンらは分子雲コア中心部で詳細に分子線幅を測り、非熱的な運動の大きさを推定していますが、彼女らは半径 0.1 パーセク以内での非熱的な運動は随分小さいと結論しています<sup>12)</sup>。以上のことから、半径 0.03 パーセク以内では、非熱的な運動が不十分であるために分子雲コアを支えられず、力学的に不安定となり自由落下を起こす、というシナリオが可能だと言えます。

## 6. さらなる疑問の解明に向けて

分子雲コア中の比角運動量の半径依存性を調べた結果、半径 0.03 パーセクを境に、半径依存性が大きく変化していることを見いだしました。この 0.03 パーセクというスケールは、分子雲コア中の自由落下の典型的スケールに相当すると私達は考えています。私達の考えが正しければ、今回の結果は星形成に特有なサイズスケールを初めて観測的に示したことになります。しかしながら、0.03 パーセクというスケールがどの程度ユニバーサルなのかはまだわかりません。領域によって形成される星の質量が違うように、自由落下の典型的スケールも領域ごとで違うのかもしれません。おうし座領域でミリ波干渉計を用いた星周エンベロープの比角運動量の測定がさらに必要であることは言うまでもありませんが、おうし座以外の領域でも同様の研究を進める必要があります。加えて、野辺山の 45 m 望遠鏡の高空間分解能、及び超高速度分解能を用いて、分子雲コアごとに精密な回転運動の測定を行い、厳密な意味での分子雲コア中の比角運動量の半径依存性を調べる必要もあります。さらなる疑問の解明に向けて、私達は現在も手と頭を緩めることなく頑張っています。

言うまでもありませんが、今回の結果はミリ波干渉計による星周エンベロープの詳細な観測が可能になって、初めて得られた物です。ミリ波干渉

計はこれからもエキサイティングな観測を私達に提供し続けることは疑う余地がありません。さらに、近未来の大型ミリ波・サブミリ波干渉計は私達の想像を上回る貢献をすることでしょう。

本研究は林 正彦, Paul Ho, 百瀬宗武, 平野尚美, 田村元秀, Anneila Sargent 各氏との共同研究です。また、本研究は筆者がスミソニアン天文台に滞在した 3 年の間に取得したデータをまとめる形で行われました。スミソニアンに滞在した 3 年間、筆者が Paul Ho 氏に様々な面でお世話になったことを記して、彼に感謝したいと思います。

## 参考文献

- 1) Hayashi, M. et al. 1993, ApJ, 418, L71
- 2) Ohashi, N. et al. 1996, ApJ, 466, 957
- 3) Ohashi, N. et al. 1997a, ApJ, 475, 211
- 4) Ohashi, N. et al. 1997b, ApJ, 488, 317
- 5) Momose, M. et al. 1997, submitted to ApJ
- 6) Lin, D. N. C. et al. 1994, ApJ, 435, 821
- 7) Dutrey, A. et al. 1994, A&A, 286, 149
- 8) Saito, M. et al. 1995, ApJ, 453, 384
- 9) Goodman, A. A. et al. 1993, ApJ, 406, 528
- 10) Shu, F. H. 1977, ApJ, 214, 488
- 11) Larson, R. B. 1981, MNRAS, 194, 809
- 12) Goodman, A. A. et al. 1998, ApJ, in press

## A Characteristic Scale in Star Formation Nagayoshi OHASHI

*Academia Sinica Institute of Astronomy & Astrophysics  
P.O. Box 1-87, Nankang, Taipei 115, TAIWAN*

**Abstract:** Comparing rotation of circumstellar envelopes of a 1000 AU scale with that of dense cores of 0.1–1 pc scales, we have found a distinct difference in the specific angular momentum as a function of the distance from the central star (radius), i.e., while the specific angular momentum decreases with the radius over the range 0.03 pc (6000 AU) to 0.4 pc (80,000 AU), it is almost constant at a radius less than 0.03 pc. This suggests that only the inner 0.03 pc region of a dense core undergoes dynamical collapse.