

惑星科学フロンティアセミナー 2012

『星・惑星系の形成過程 入門』

講演者：中本 泰史

東京工業大学 理工学研究科 地球惑星科学専攻

2012年9月10日-13日@北海道むかわ町

参考文献

- ・「新・太陽系」井田茂・中本泰史, ソフトバンククリエイティブ 2009年 …… 一般向け
- ・「惑星科学入門」中本泰史, パリティ 2007年4月号~2008年3月号 …… 未単行本化
- ・「比較惑星学」第3章「比較惑星系形成論」井田茂・渡辺誠一郎, 岩波講座 地球惑星科学 1997年(新装版 2011)
- ・「系外惑星」井田茂, 東大出版会 2007年
- ・“Dynamics of Protoplanetary Disks”
P.Armitage, Annual Review of Astronomy & Astrophysics, 2011
- ・“A Perspective from Extinct Radionuclides on Young Stellar Object: The Sun and Its Accretion Disk”
N. Dauphas & Mac Chaussidon, 2011
- ・“Forming Planetesimal in Solar and Extrasolar Nebulae”
E, Chiang & A. Youding, Annual Review of Earth and Planetary Sciences, 2009

目次

概論：

1. 形成過程の概観 1

各論：

2. 分子雲の重力収縮：星形成 15
3. 原始惑星系円盤 40
4. 固体微粒子の進化 63
5. 微惑星から惑星へ 75
6. 惑星系の形成 81

特論：

7. 隕石の起源と惑星系形成 85

1. 形成過程の概観

まずは、一般レベルでの話。

A. 惑星系の誕生の様子を探る

星・惑星系形成に関する研究の手法は様々。理論に観測、実験もある。それらは、以下の3つの『見方』に分類できる。

3つの見方

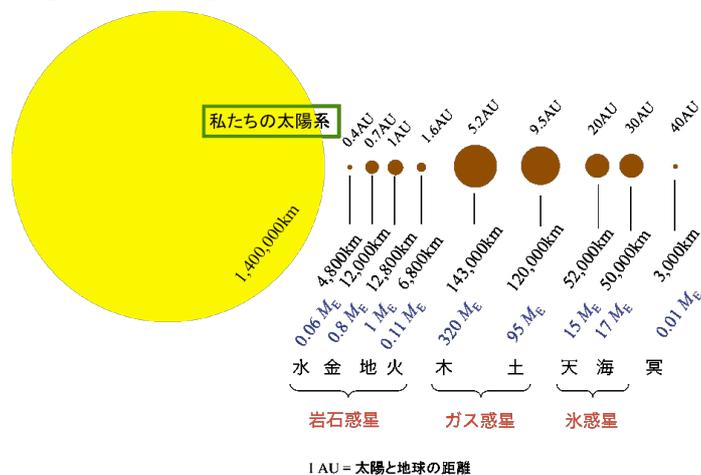
1. 太陽系の現在の姿から推測する
2. 太陽系の過去の痕跡を探す
3. 太陽系の外の例から探る

以下、それぞれの見方について述べる。

A-1. 太陽系の現在の姿から推測する

[惑星の姿]

太陽系に存在する「恒星」と「惑星」は以下のように分類される。



これらの質量、サイズ、軌道には、それぞれ以下のような特徴がある。

岩石惑星：質量、半径共に小さく、軌道がガス惑星・氷惑星より内側にある。

ガス惑星：質量、半径共に最大で、軌道は岩石惑星と氷惑星の間に位置する。

氷惑星：質量、半径は中程度で、軌道は最外縁部に位置する。

どうやら並びの順と大きさと組成に関係があるように見える。

これらは、少なくとも直接的には関係しない筈のものである。関係しない筈であるのに、現在の太陽系の姿を見ると「そうになっている」。この現在の姿がどうやって作られたのか。この理屈を明らかにすることが、惑星形成論の一つの目標である。

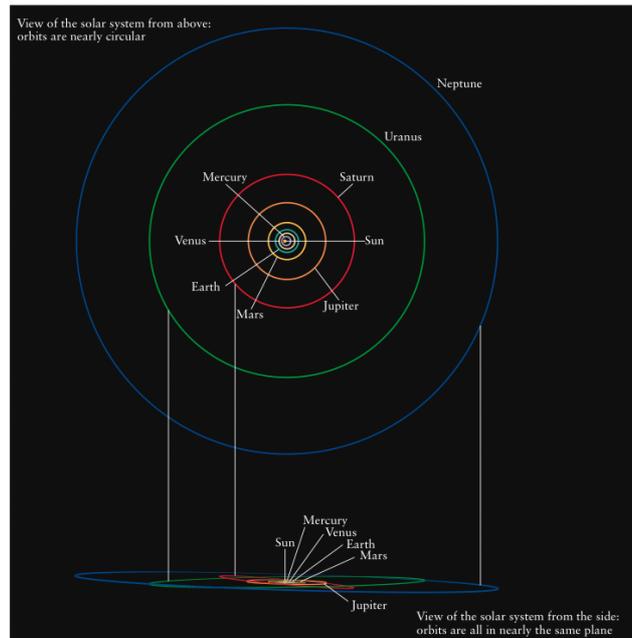
[太陽系外縁天体と彗星]

太陽系のメンバーは、太陽と惑星だけではない。惑星の外側に、もっと小さなものが大量にある。これを「太陽系外縁天体」と呼ぶ。冥王星もそのひとつ。

いわゆる「彗星」は、太陽系外縁天体、あるいはそれよりもっと外側から飛来してくる。彗星は比較的古い天体であり、初期の太陽系の情報を持っている。

[軌道面]

太陽系の惑星の軌道面には、おもしろいふたつの特徴がある。



- 軌道面が一致

八つの惑星は、同一の平面上を公転運動している。

惑星が、とある平面上で楕円運動を運動することは2体問題の解として導かれる必然である。

しかし、この軌道面はそれぞれの惑星で独立に存在しても良いものである。

何が惑星の軌道面をひとつに定めているかは、別の物理によって説明されなくてはならない。

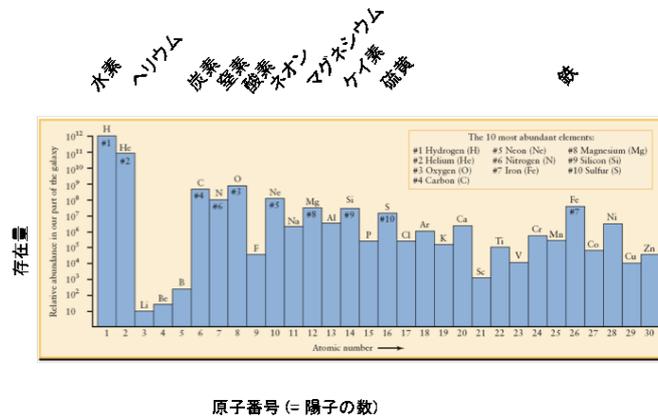
- 公転方向が一致

惑星の公転方向は一致している。

[組成]

太陽の質量は、太陽系の質量のじつに 99.87% を占める。よって、「太陽の組成」をそのまま「太陽系の組成」と読み替えても差し支えない。すなわち、水素とヘリウムが主、ついで酸素、炭素が占め、その他の重元素はごく僅かである。

元素の存在量



28

その一方、地球型岩石惑星の組成の多くは岩石や鉄が占め、水素やヘリウムは少ない。木星や土星には比較的多量の水素・ヘリウムが存在するが、それも太陽には及ばず、太陽より多くの重元素を持つ。

すなわち、太陽系における惑星形成では、水素・ヘリウムを集めないような何らかの過程を経ているらしい。これを説明できる形成論が必要である。

また、炭素と酸素の比にも着目してみたい。太陽系では酸素が炭素の二倍ほどであり、酸素の方が多いので「酸化」的といえる。太陽系以外の惑星系では炭素がより多いものもあり、その場合は炭素が世界を作ることになる。「炭素星」という。

[閑話休題：惑星タイプの呼称について]

昔の教科書では、木星以遠の4天体を「木星型惑星」と読んでいた。今ではこれらをふたつのグループにわけ、ガス惑星（木星、土星）と氷惑星（天王星、海王星）という呼び方をしている。それぞれを代表する惑星の名称をとって、木星型惑星、海王星型惑星と呼ぶこともある。

Q. 太陽は宇宙の中で一般的な恒星なのか？

A. 組成という意味では、宇宙平均と比べて金属量（水素ヘリウム以外の元素）が少し多い。

A-2 太陽系の過去の痕跡を探る

[隕石、小惑星]

隕石は小惑星から来るものが多い。

隕石の年齢は放射性年代測定から 45.6 億年前(放射性年代測定より)にできたものであり、太陽系の形成時の姿を保存していると考えられる。

[隕石学]

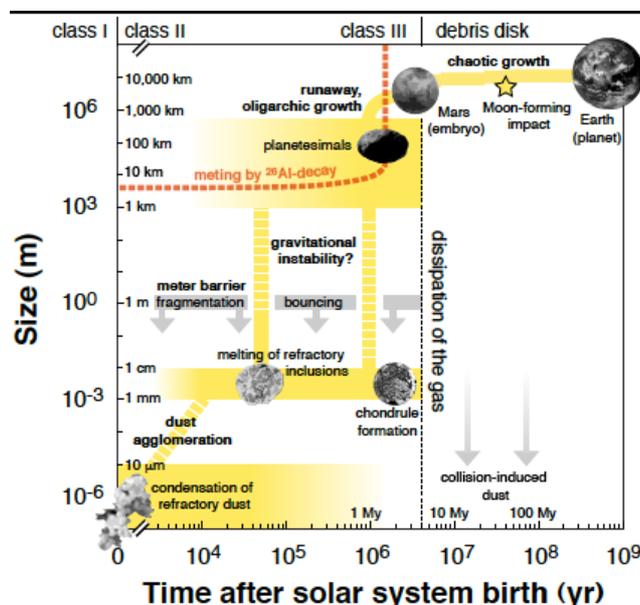
化学組成、年代、同位体比、放射性核種などを、そのときの太陽系の姿と対応させて読み解く (Dauphs & Chaussidon 2011, review など参照)。同位体から形成年代が、組成の違いから対応すべき (理論から予想される) フェイズがわかる。

[CAI]

CAI とは隕石を構成する要素の一種。サイズは数十 μm から数 cm ほど。隕石に埋まるまえの「つぶつぶ」が材料で、凝縮・溶融などを終えて固まったもの。このイベント全体は5万年以内と、惑星形成論の時間スケールでいえば非常に短い時間でおきている。

[時代と固体の大きさ]

以下の図は、太陽系の中にある「固体のつぶ」が、時代を経るごとに大きくなって行く様を表している。最初は $1\ \mu\text{m}$ 程度だったものが、時代とともに大きくなって行く。この中のある時期に対応するのが CAI であり、またコンドリュールである。理論、観測、実験から、「時代-大きさ」の図を完成させたいところ。

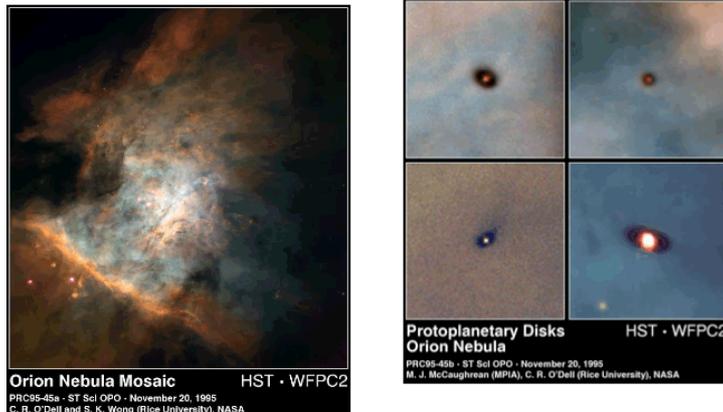


時刻とサイズ進化。Dauphs & Chaussidon (2011)。

A-3 太陽系の外の例から探る

ここ 20 年くらいで、系外惑星が発見されるようになってから発展してきた見方。

[オリオン座馬頭星雲]



星形成領域(1)

オリオン座馬頭星雲：巨大分子雲

距離：1500 光年

大質量星・小質量星が生まれている

上図は星形成領域の一例。様々なスペクトルで観測されていて、波長によって光り方が違う。細かく観測すると黒い点が所々にあることがわかる。これは星とその周りのものにより光が遮断されているものであり、すなわち原始惑星系円盤である。その大きさはおよそ 1000AU ぐらい。

Q. 図 (HST によるオリオン星雲の原始惑星系円盤の撮像) は、フェイスオンのもので集めたのか？

A. 必ずしもそうではない。特に選んでいるわけではないと思う。たとえば中心星が暗く写っているものは、円盤が少し傾いていることに由来するかもしれない。影が丸く写っているからといって、フェイスオンとは限らない。

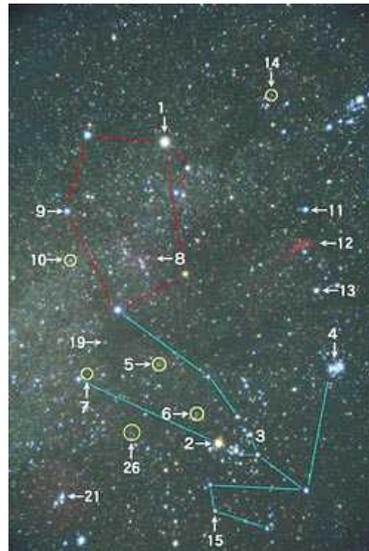
Q. 分子雲表面より手前側の星のみが見えているように見えるがどうか。

A. その通りだろう。分子雲内部や向こう側からの情報は届いてこない。天文学の課題のひとつ。

Q. 黒い部分には「ものがない」のではなく、「ある」のか？

A. そのとおり。背景に光源があり、その光を遮っているために黒く見えている。

[牡牛座・ぎょしゃ座 暗黒星雲]

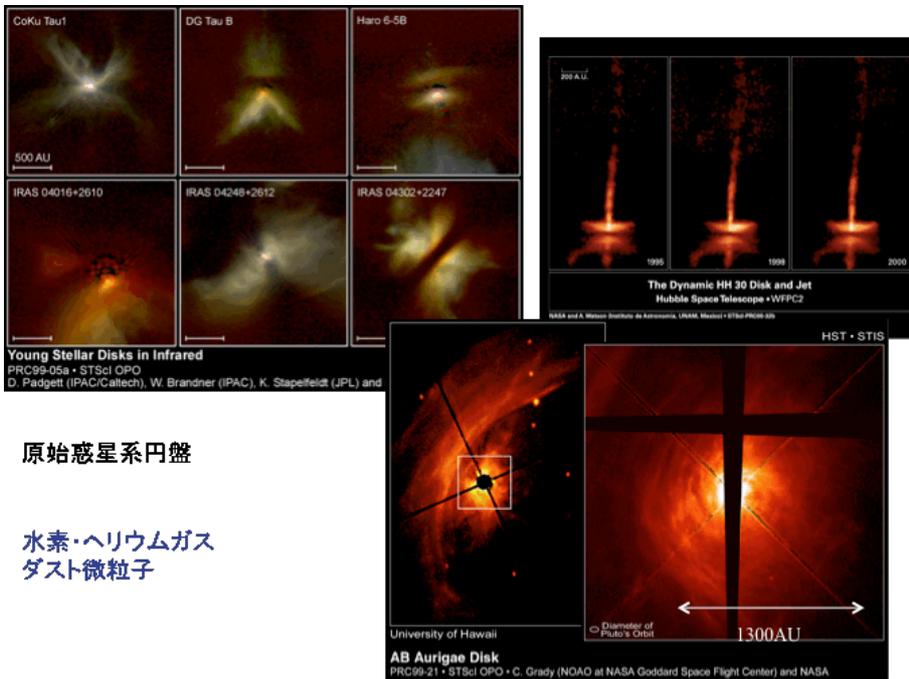


星形成領域(2)

おうし座・ぎょしゃ座
暗黒星雲 距離 140pc
小質量星のみが生まれている。

上図も星形成領域のひとつ。

[原始惑星系円盤]

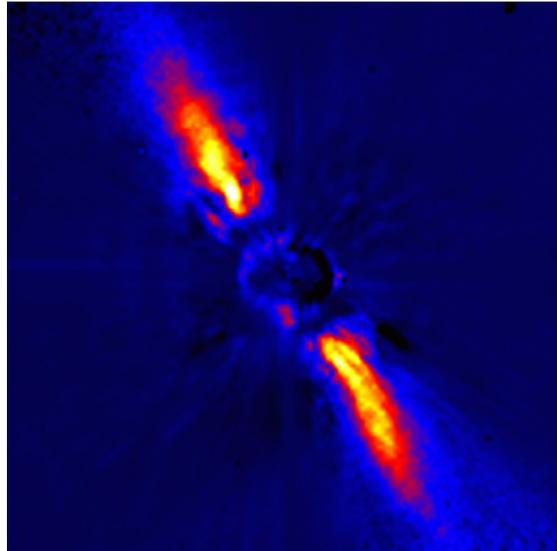


原始惑星系円盤

水素・ヘリウムガス
ダスト微粒子

星とそれを取りまく物質が見えている。輻射輸送計算をざりざりやると、これが原始星と原始惑星系円盤であることが分かる。輝いて見える場所は、モノが少ないために中心星の光がより多く漏れ出ている部分。逆に暗い場所は、モノが多いために光が遮断されている部分である。

[画架座β星]



ガスがない、ダスト粒子だけの円盤。サイズは数百 AU 程度。

コロナグラフ(中心星の光を遮断する「影」を人工的につくる技術)の結果、光を散乱している円盤が輝いて見えている。これはダストからの散乱光である。

惑星形成の段階としては、ガスがなくなってダストだけが残った状態であると思われる。ダストが濃集した領域があるので、惑星が存在するのではないかと議論されている。

Q. ガスがないことの根拠は？

A. ガスの検出を試みたが、検出されなかった。ただし H_2 を直接見るのは難しい。実際には CO 輝線などをみている。

Q. どれくらいの年齢なのか？

A. 10^9 年のオーダー程度。

Q. ダストの量やサイズは観測から分かるものだろうか？

A. YES。ダストの濃度のパターンも分かる。大きすぎるダストは見えなかったりもする。

[系外惑星の観測手法]

系外惑星の観測は、95年から実現している。以下のような手法がある。

太陽系外惑星の観測手法

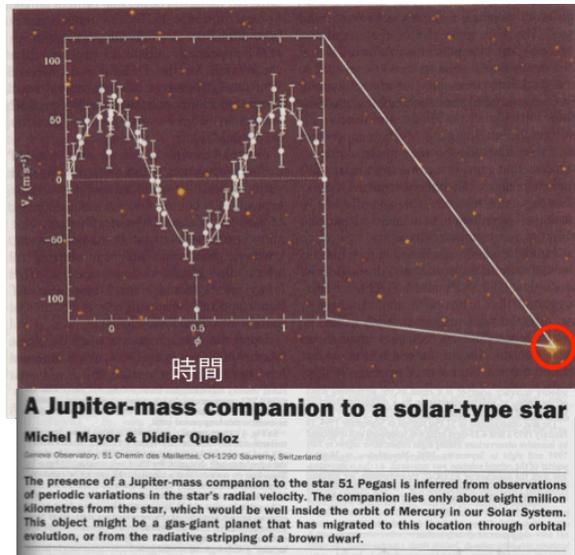
- ・ 視線速度(ドップラー効果)
- ・ 恒星面通過
- ・ 重力レンズ効果
- ・ 直接撮像
- ・ 位置移動

視線速度法

恒星の視線方向の運動を、ドップラー効果を用いて調べたもの。横方向の動きを捉えようという試みもあるが、今のところ成功していない。

Nature 378,
355-359,
1995

周期：4.23日



51

ペガサス座 51 番星

最初の系外惑星の発見が、1995年にこの視線速度法によってなされた。上図はその論文からの引用である。

2体問題の解を求めてみると、ふたつの天体は共通重心のまわりを楕円運動することがわかる。つまり、恒星と惑星の2体系では恒星自身も楕円運動をする。たとえば太陽-木星の場合、質量が1000:1くらいなので、太陽表面あたりにある共通重心の周りを12年（木星の公転周期）程度で楕円運動する。この速度は12m/s程度で(多分ウサイン・ボルトくらいの速さ)であり、現在の技術で検出可能な程度。

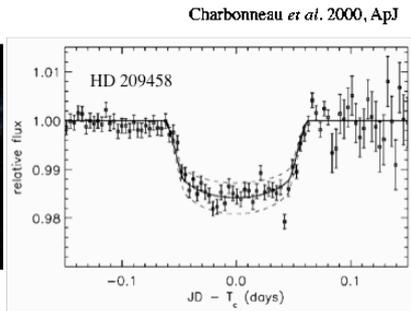
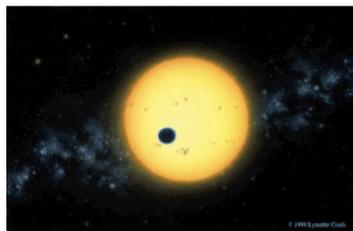
最初に発見された系外惑星を持つペガサス座51番星の場合、60m/s程度であり、もっと検出しやすいものである。周期は4.23日。これは当時の常識からいって桁外れに短い周期で（水星で80日ぐらいである）、これは質量が木星程度の天体が、中心星のごく近くを公転していることを意味している（ホットジュピター）。

あまりに太陽系とは違うので、惑星を検出しようとしている研究者たちには見つけれなかった。常識にとらわれない他分野の人だからこそ見つけれられたものであり、先入観をなくすということがどれだけ大切かがよくわかる。

トランジット法

中心星の光を惑星が覆い隠す（いわゆる蝕）ことで、星全体の明るさが僅かに増減するのを検出する。

恒星面通過



$$\begin{aligned} a &= 0.0467 \text{ AU} \\ i &= 87.1^\circ \\ R_p &= 1.27 R_J \\ M_p &= 0.63 M_J \\ \rho &= 0.38 \text{ g cm}^{-3} \end{aligned}$$

55

Charbonneau+ 2000, ApJ : トランジットによる惑星の発見。

このトランジットによって、恒星の断面積に対する惑星の断面積の比がわかる。恒星の半径は別の手段でわかるので、これによって惑星の半径がわかる。トランジットの長さから、どのようなパスで恒星を横切っているのかがわかり、軌道傾斜角が求まる。視線速度法から惑星の質量がわかるので、両方の方法から惑星の密度がわかる。……と、このように別の手法とトランジット法とを組み合わせることで、惑星の組成（密度）を推定することができる。

なお、ここまでに見たような、中心星近くを公転するガス惑星を、ホット・ジュピター（灼熱木星）と呼ぶ。

Q. 惑星が恒星の裏を通ったときはどうなるのか？

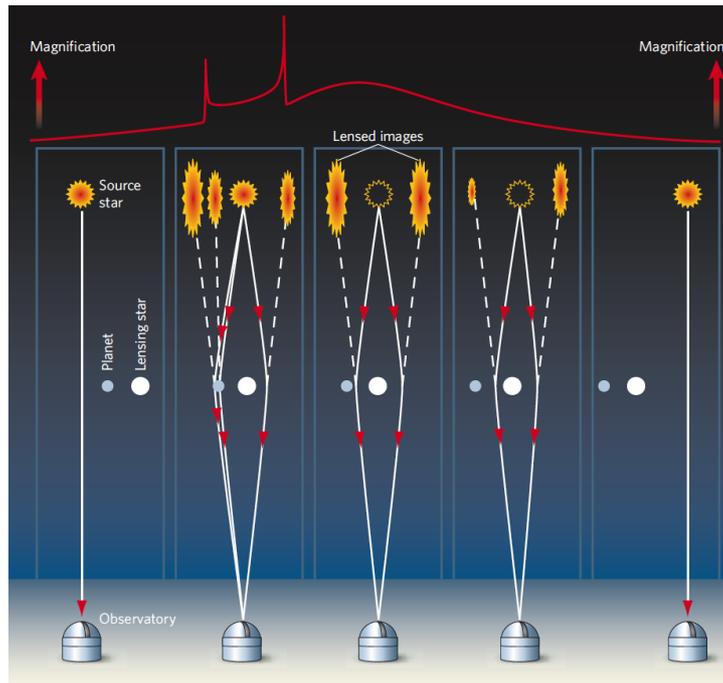
A. 普段は惑星と恒星の光を合わせたものが見えるので、わずかに明るさが減少する。これを観測することでわかることもある。

Q. 軌道傾斜角はどのようにして分かる？

A. 減光の仕方から分かる。

十重カレンズ効果

重力レンズのイベントを起こす星に惑星が存在していた場合、恒星だけだった場合にはないシグナルが追加される。増光の程度やその継続時間から、惑星の質量や軌道を求めることができる。



いまのところ十数個の惑星が検出されている。また、この手法によって浮遊惑星（主星を持たない惑星）も見つかっている。

Q. 浮遊惑星は何をもって恒星と区別されるのか。

A. 太陽系以外の「惑星」というものの厳密な定義は存在しない。質量が褐色矮星よりも小さいものを、観測的な便宜として惑星と分けている。本来なら褐色矮星と惑星の形成過程の違いから分けられるべきだが、便宜的には質量で分けている。

Q. 浮遊惑星はどのように運動している？

A. 銀河系内を他の恒星同様に運動している。

Q. 浮遊惑星は周期の長い惑星ではないのか？

A. そうではないと思われる。非常に長い周期を持つ惑星でも、地球から見れば近隣に主星が検出される。また、あまりに遠いと主星の重力圏外に出てしまう(太陽の場合は 10^5 AU 程度)。

Q. 惑星の定義からすると、浮遊惑星は惑星とは呼べないのでは？

A. IAU が定めた定義は太陽系の惑星のものであり、系外惑星については惑星の定義が定まっていない。分野として若い証拠。

Q. 浮遊惑星の質量は簡単に分かるものなのか？

A. 重力レンズ効果のピークのカタチ、高さと継続時間で分かるはず。

Q. 浮遊惑星の観測的な情報は縮退するのではないか？

A. 光源天体とレンズ天体の距離の比と質量の関係が求まり、それは縮退している。仮定を置いて解いている。

Q. 重力レンズでは、他の手法と違って繰り返しての観測ができない。

ならば、中心星の周りを「公転している」かどうかは分からないのではないか。

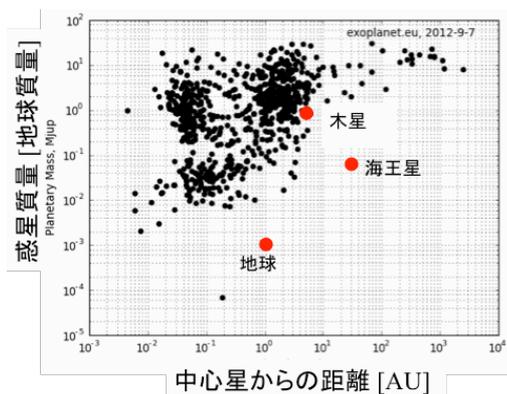
A. 厳密にいうとその通りで、確率的な議論が要される。

A. 時間的に密に観測していて、検証している。そうして得られた重力レンズ効果のプロファイルには、惑星の軌道要素が多少の影響を与えるはず。

[系外惑星の軌道要素分布]

様々なデータをコンパイルすると、様々なことがわかってくる。

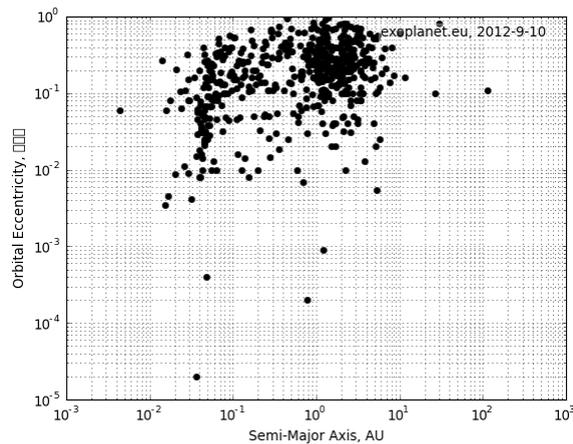
下図は exoplanet.eu 2012-9-7 より、惑星質量と中心星からの距離の関係をプロットしたもの。



59

太陽系とは違い、中心星付近に質量の大きな惑星が存在していることがわかる。なお、観測バイアスによる影響で、低質量 or 大軌道長半径は観測しにくい。

下図はやはり exoplanet.eu から、軌道長半径と離心率の関係をプロットしたものの。



太陽系よりも離心率の大きな惑星が多いことがわかる。ひょっとしたら、太陽系の方が特殊な離心率の低い「特殊な惑星系」である可能性もある。

Q. 離心率があることによる観測バイアスはあるのか？

A. 視線速度法で見る限り、離心率はサインカーブからの歪みとして検出される。この場合の観測バイアスはない。

Q. ドップラー観測では離心率 0 に固定して求めることがある。

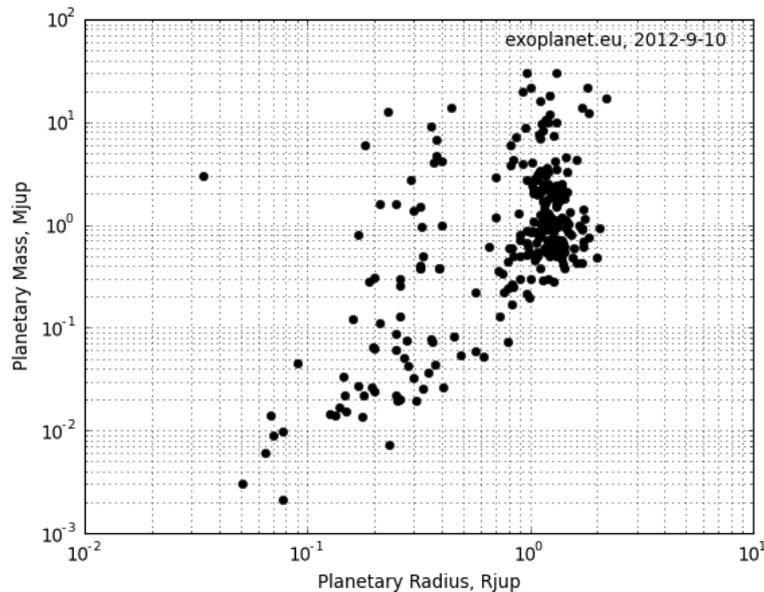
もっと低い離心率が多いのではないか？

A. 離心率の小さいものはさておき（多いのかもしれない、確認が必要）、「離心率が大きいものが少なからず存在する」というのが問題。

Q. 離心率の大きい方が、視線速度法では見えやすいのではないか。

A. 軌道長半径が非常に大きい場合は影響もありそうだが、小さい場合はさほど変わらないのでは。 $v \sin i$ にはさほど影響しないはず。

下図は惑星の半径と質量の関係をプロットしたもの。前ふたつと同様に exoplanet.eu から。



この図からは、密度の違いが見える。等密度を仮定すると木星に接続するので、おおよそ木星と同様の組成をもった惑星が多いように見える。そこから外れた惑星は、太陽系の惑星とは随分と違う構造・状態をもっている可能性がある。

[系外惑星の姿]

これまでに観測されて来た系外惑星を見てみると、

- ・ 灼熱木星, 巨大天王星, 超低密度ガス惑星, 巨大コア惑星, …
- ・ 大きな軌道離心率
- ・ 逆行惑星

と、太陽系とは随分と異なる姿のものもある。太陽系がスタンダードなのか、いま見つかったこれらの惑星系の方がスタンダードなのかは分からない。

Q. 系外惑星の軌道面についてはどうなのか？

A. 中心星の自転軸と惑星の自転軸の関係で言えば、ずれているものや逆行しているものもみついている。

Q. 軌道面の基準は？

A. ロシター効果（恒星の自転がドップラー効果に及ぼす影響）で恒星の自転軸が分かる場合は、それを基準としている。

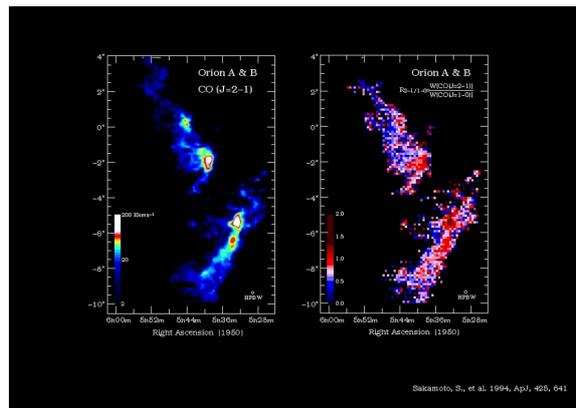
[第一部の終わりに]

これらを総合して、惑星系の形成を理解したい。太陽系の形成を念頭に置くと、
分子雲→円盤形成→原始惑星系円盤→微惑星形成→惑星形成
の順にプロセスが進むのだろう。この間に、固体成分は
星間ダスト(10^{-7}m)→コンドリュール(10^{-3}m)→微惑星(10^3m)→惑星(10^7m)
と成長する。

もちろん、様々な種類の惑星系が存在するのだから、様々な形成シナリオはあるのだろうが。

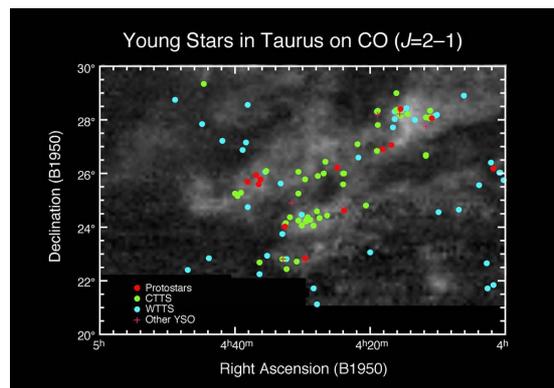
2. 分子雲の重力収縮

[分子雲]



オリオン星雲（阪本ほか）

上図はオリオン星雲の分子雲を、電波で観測したもの。左は CO 輝線（回転量子数 2-1）の強度であり、基本的にはその「量」を表す。右は同じく CO だが、回転量子数 2-1 と同 1-0 の比をとったもので、密度や温度の分布を表す。



おうし座分子雲（東大-NRO 60cm）

上図はおうし座分子雲の CO (2-1) 観測。色の白いところはガスが密集しているところであり、点は若い星を表す。ガスの集まっているところに星が埋まっていることが分かる。

分子雲の典型的なパラメータは、

密度： 10^3 個/cm³; H₂, He

温度：約 10K-数十 K

加熱：周囲の星からの放射, 宇宙線

冷却：輻射(原子)

というもの。宇宙全体から見ると高密度である。高温でないので、電離などをしない「分子」の集まりとして存在している。

分子雲内部に、より濃密な領域がある。これを「分子雲コア」と呼ぶ。

密度： 10^5 個 cm^{-3} 以上

温度：約 10K

サイズ：数万 AU

なお、参考までに地球大気の物理量を挙げておく。

参考；地球大気

密度： 3×10^{19} 個 cm^{-3}

温度；約 290K

加熱：太陽からの放射

冷却；宇宙空間への放射

Q. 分子雲コアの総質量は？

A. ほぼ太陽質量程度。分子雲コアひとつから、おおざっぱには太陽系がひとつできる程度。

[分子雲中のダスト（ちり）]

ガスのほかにダストもある。

大きさ： $\sim 0.1 \mu\text{m}$

質量：ガスの約 100 分の 1

数：水素分子：塵粒子= $1:10^{-12}$

参考：黄砂

大きさ： $\sim 0.1 \mu\text{m}$

数：空気分子：黄砂粒子= $1:10^{-15}$

黄砂粒子 10^4 個 cm^{-3}

その大きさは、青い光と赤い光の吸収散乱の度合いから推定出来る。

[銀河の構造と分子雲の形成]

我々の銀河系の内部を観測して、分子雲を調べるのは難しい。これは、我々が銀河系の中に埋もれているため。これに対して、他銀河の観測ではその限りでない。



上図は他銀河 (M64)。暗く隠れている領域は、分子雲の中のダストが光を遮蔽するためである。

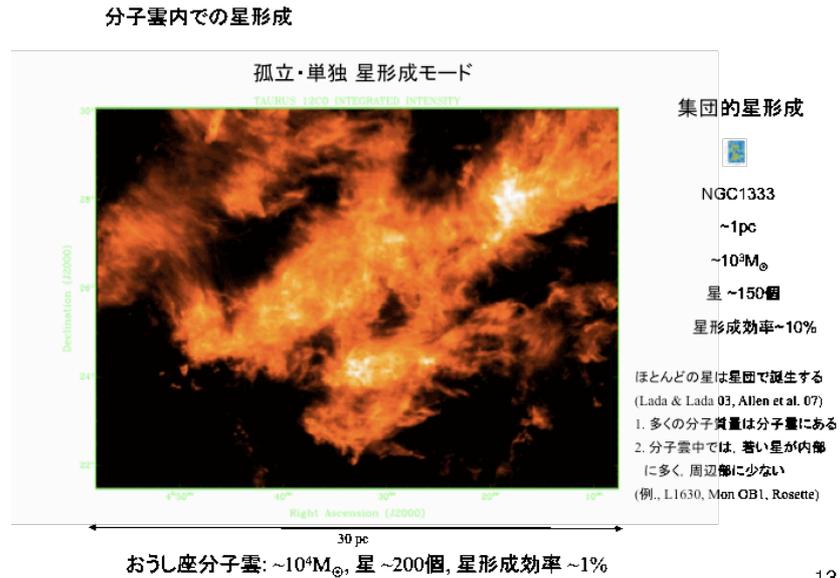
銀河における分子雲形成も、興味深い研究対象である。最近の研究では Baba et al. (2009, ApJ) など(see <http://4d2u.nao.ac.jp/t/var/download/index.php?id=GalacticDynamics>)。銀河腕が差動回転で引き延ばされて、分裂合体を繰り返して渦巻き構造が出来ている。腕の部分は重力ポテンシャルの深い領域なので、雲はそこに集まって行く。ただしこれは長くは続かず、雲はくっつきたり千切れたりを至る所で繰り返す。「銀河腕は定常的に存在する」という古くからの密度波理論から、最近では「銀河腕は transient なもの」という理解になりつつある。この理解が正しいならば、そこで作られる分子雲もやはり transient なものとなる。

Q. このシミュレーションでは何を示したのか？

A. 「腕がダイナミックに変化する」ということ。そこで雲が作られる。従来の「定在的」という理解からすこし変わって来ている、ということを強調したい。

[分子雲内での星形成]

ふたつの星形成モードを紹介する。



13

まず、孤立・単独に星が形成されるモード。例として、

おうし座分子雲： $\sim 10^4 M_{\odot}$ ，星 ~ 200 個，星形成効率 $\sim 1\%$

が挙げられる。

つぎに、集団的に星形成が行われるモード。例として、

NGC1333： $\sim 1\text{pc}$ ， $\sim 10^3 M_{\odot}$ ，星 ~ 150 個，星形成効率 $\sim 10\%$

が挙げられる。

ほとんどの星は、「星団」として誕生する(Lada & Lada 2003, Allen+ 2007)。これは、

1. 多くの分子質量は分子雲にある。
2. 分子雲中では、若い星が内部に多く、周辺部に少ない。

ことから理解できる。

Q. 「集団的」とはどういう意味か？

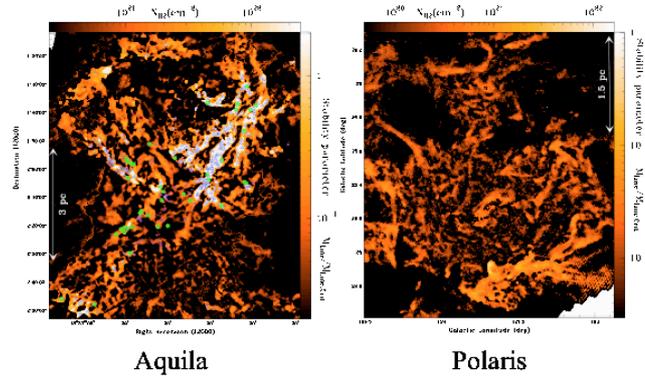
A. 狭い空間で多く生まれている。ある共通したイベントがトリガーとなって、それぞれの星が形成される。

[分子雲のフィラメント構造]

分子雲内には、フィラメント（ひも）状の構造が見えている。

Herschel 望遠鏡による観測結果

Andre et al. 2010

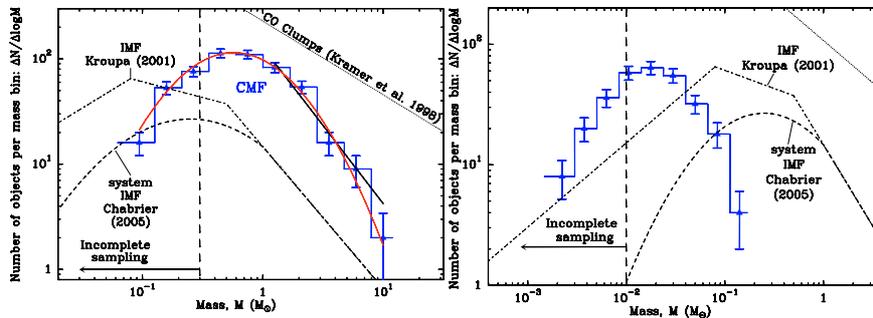


Herschel: 70, 100, 160, 500 μm

14

上図は Aquilla と Polaris という別の領域の画像。分子雲内にまずフィラメント状の構造が生まれ、そのフィラメントがぶちぶちと切れて星形成へ、というように見える。一時的に分子雲コアはフィラメント化する。

[分子雲コアの質量分布]



コアの質量分布 (Andre+ 2010)

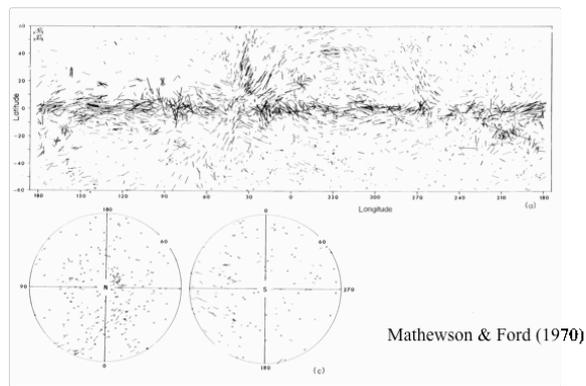
上図は左が Aquilla、右が Polaris のコア質量分布である。太陽質量程度にピークがあり、そこからほぼあるベキで下がっている。これに対して、星の初期質量関数(IMF)が同じ形状をしている。このことから、近年では CMF が IMF の起源であると考えられている(なぜこのベキになるかは未説明)。

[銀河内の磁場]

銀河内の磁場の分布は、惑星形成に影響を及ぼす。

銀河系内の磁場(向き)

可視光偏光観測



16

銀河系内の磁場(向き) 可視光偏光観測 Mathewson & Ford (1970)

銀河には一般に磁場が存在する。上図は可視光で偏光観測をしたもの。恒星から放出される光には本来的には偏光はない。この偏光は、磁場の存在によって非球対称ダストの長軸が磁場方向に揃うことによって引き起こされていると解釈されている。

磁場の強度はゼーマン効果（磁場によってスペクトルが分かれる現象）によって観測することができる。下図はその一例。

星間雲中の磁場強度

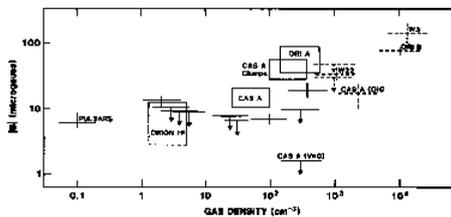


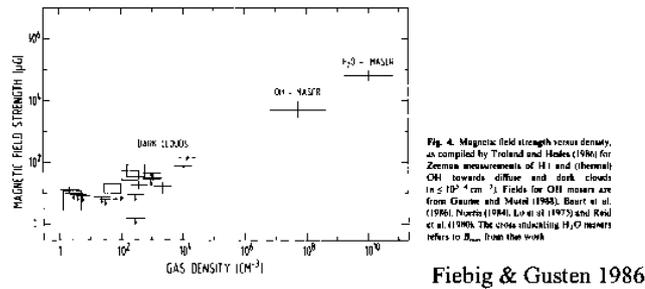
FIG. 1.—Observed magnetic field strengths as a function of assumed volume density. All results come from measurements of the H α (solid lines) and OH (dashed lines) Zeeman effect, except for the point labeled "pulsars." This point is derived from polar rotation and dispersion measures. Rectangular boxes represent ranges of field strengths encountered in Zeeman effect maps made either with a single-dish or with aperture synthesis instruments. See § III for further details.

Zeeman効果を使って測定

Troland & Heiles 1986

17

また、雲の密度と磁場の強さには正の相関が見て取れる。



18

上図はその一例。大きさは $\sim 10 \mu\text{G}$ (星形成にとって強過ぎない程度)。

Q. 磁場がある理由は？

A. 銀河ダイナモが起きていると考えられている。これは、電磁流体が運動することによる。

Q. 銀河円盤内のどの場所にも磁場が存在している？

A. そう。さらにいえば、銀河由来の磁場が銀河外にも出て行くので、一般に「宇宙は磁場に満ちている」。なお、もし磁場が強すぎれば天体の運動も制限されるが、この程度 ($\sim 10 \mu\text{G}$) ならそこまでのことにはならない。

Q. 銀河のガスが電離しているのは、自明か？

A. 観測結果からは明らかに電離していることがわかる。ただしその程度は領域による。分子雲はほとんどが分子によって構成されるが、これはごく僅かに電離している。分子雲の外ではほとんどのガスが中性水素原子からなり、分子雲以上に電離している。さらに、ほとんどのガスが電離しているような「電離領域」もある。

Q. 電離が乱流をつくる？

A. 必ずしも電離と乱流とは一対一対応しない。電離以外の効果が乱流を作ることもある。

磁場の強さは重要である。仮に磁場の強さが $100 \mu\text{Gauss}$ あるとすると、磁場のエネルギー密度は

$$u_m = B^2 / 8\pi = 4 \times 10^{-12} (B / 100 \mu\text{Gauss})^2 \text{ erg cm}^{-3}$$

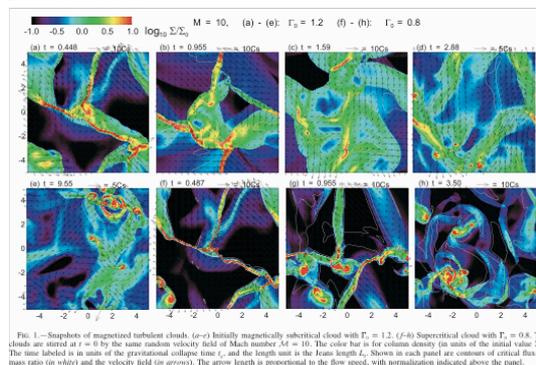
となる。一方、分子雲を構成するガスのエネルギー密度は

$$u_p = 5nkT/2 = 3.5 \times 10^{-12} (n / 10^3 \text{cm}^{-3}) (T / 10\text{K}) \text{ erg cm}^{-3}$$

である。つまり、分子雲の磁場エネルギーとガス内部エネルギーは同程度である。これは、磁場が分子雲を支える（収縮させない）ということの意味する。雲が濃集しないように邪魔をする要因のひとつが磁場であり、これによって星形成率が抑えられているのかも知れない（ほかにも考えられている要因はあるが）。

磁場に逆らって雲を集める要因のひとつに乱流がある。その結果として一時的に高密度な領域が形成され、そこでスイッチが入って（重力が磁場による障害を乗り越えて）星形成に至る可能性がある。

超音速乱流 + 磁場



Li & Nakamura 2004

20

超音速乱流 + 磁場 (Li & Nakamura 2004)

上は磁場中で乱流が高密度領域をつくるシミュレーション。乱流の中で一時的に高密度となり、重力の強くなった領域が重力収縮する。観測結果と比較しても悪くなさそうな結果が得られている。こういった分野は、大規模な数値計算が実現可能となったために、近年とみに発展している。

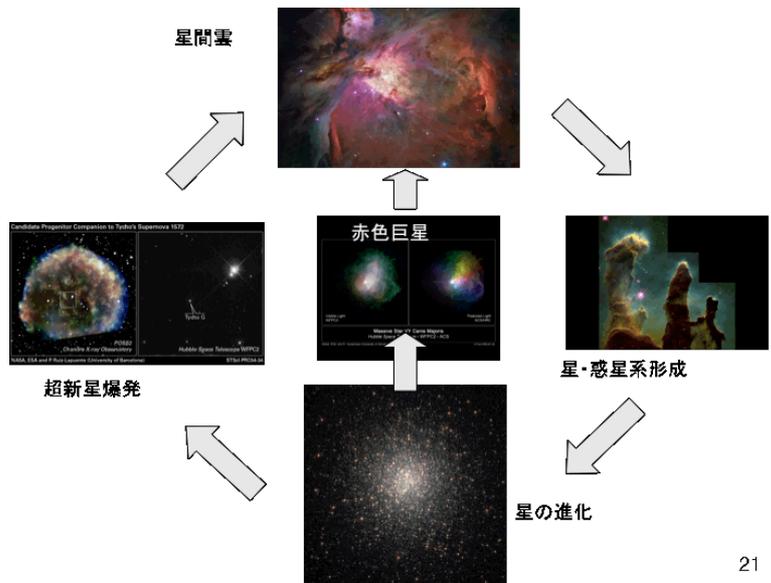
Q. この場合 (Li & Nakamura 2004) での乱流はなにを起源とするものか？

A. 超新星爆発や星形成時のアウトフローなど。

Q. 乱流が無いと雲の収縮は難しい、という主張か？

A. 乱流が無い場合、何かしらの他の要因で駆動しないと急速な星形成は実現しない。

[ガスの循環]

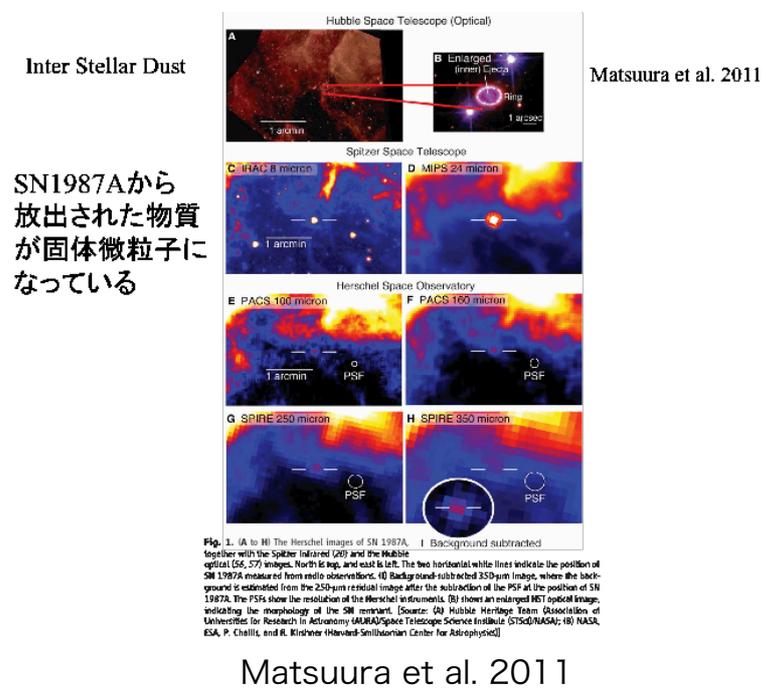


21

上図のように、星の材料となるガスは循環している。この循環の中で、ガス中の重元素はその量を増していく。

[ダスト粒子]

星間物質の構成要素はガスばかりではない。ダストと呼ばれる固体粒子も重要な要素のひとつである。以降これについて見ていく。



22

Matsuura et al. 2011

上図は、25年前に観測された超新星、SN1987A についての観測。スペクトルを調べた結果、超新星から放出された物質が、固体微粒子になっていることが分かったというもの。

赤外線天文衛星(ISO)で
AGB星周りの固体微粒子
を観測

- ・たくさんある
- ・結晶質シリケートもある

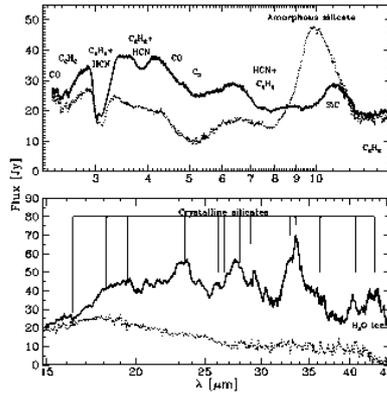


Fig. 1. The SWS spectrum of IRAS 09425-6040 (solid line), compared with the spectrum of a typical silicate carbon star V778 Cyg (dotted line). The spectral features are indicated in the figure

Molster+ 2001

上図は赤外線 で AGB 型星まわりの固体粒子を検出したもの。大量のダストがあり、そこには結晶質のシリケートも含まれることがわかる。

- ※ 結晶：分子が規則正しく結合。結晶構造に由来する、特徴的なスペクトルをつくる。
- ※ 非晶質：分子の結合がバラバラ。

Kemper et al. 2004

赤外線(ISO)で、銀河中心
方向の星間ダストの
スペクトルを観測

星間ダストのシリケートで
結晶質のもの：
 $0.2 \pm 0.2 \%$

↓
星間空間には、結晶質の
固体微粒子は存在しない

結晶質固体微粒子は、星間空間
で、速やかにアモルファス化
される

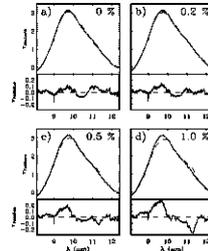


Fig. 4. Optical depth observed at the 10 μm silicate feature toward SpA*. (a) The best fit consisting of a mixture of amorphous silicates (dotted line) to the optical depth in the observed field. The lower part of (a) shows the residual optical depth after the fit is subtracted from the observed optical depth. (b-d) The best fit is obtained from the ISO data (solid line) of partially crystalline mixtures of silicates with the same ratio of crystallinity over distance as in (a) for each panel. The degree of crystallinity is indicated in the upper right corner, and the lower part of each panel shows the residual optical depth. In the case of the completely amorphous dust composition, the residuals are at most ~3% of the optical depth of the amorphous silicates. The χ^2 values are smallest for the 0.2% degree of crystallinity, which is evident from the residuals as well. With increasing crystallinity, the fit quickly deteriorates, which becomes visible on larger regions. At >0.5%, the fit is already worse than a completely amorphous composition.

Kemper et al. 2004

上図は、赤外線 で銀河中心方向の星間ダストを観測したもの。星間空間(恒星周囲でない)では、非晶質のダストしか存在しないことが見て取れる。これは、結晶質の固体微粒子があったとしても宇宙線などでその結晶構造を破壊され、すみやかに非晶質化されるためと考えられている。

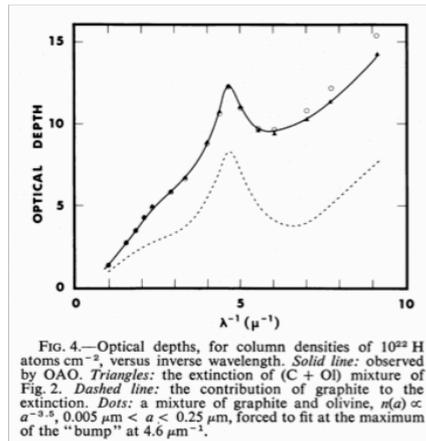
Mathis et al. 1977

紫外線～可視光の
星間吸収 →

星間固体微粒子の
組成とサイズ分布を
推定:MRN モデル

$$n(a) \sim a^{-3.5}$$
$$0.005 \mu\text{m} < a < 0.25 \mu\text{m}$$

グラファイト + オリビン



27

Mathis et al. 1977

上図は、紫外線～可視光の星間吸収を観測したもの。"MRN モデル"を用いて星間固体微粒子の組成とサイズ分布を推定している。

$$n(a) \sim a^{-3.5}, 0.005 \mu\text{m} < a < 0.25 \mu\text{m}$$

グラファイト + オリビン

この結果から、超新星爆発や赤色巨星から放出されたガスから凝結したダストの典型的なサイズが、 $0.1 \mu\text{m}$ 程度であるということが分かる。

Q. $0.2 \mu\text{m}$ あたりに見られるピークは何を意味しているのか。

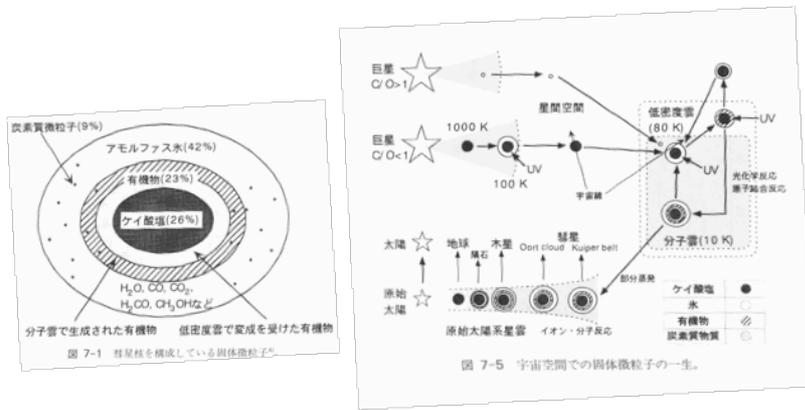
A. 少なくとも数年前には、まだ議論中であった。

Q. サイズ分布自体も、超新星からの凝結の過程のみで説明がつくのか。

A. そのように思う。密度が低いので、できたダストがぶつかって壊れるなどのプロセスはあまり生じていない筈。

Q. 小さいダストのほうが多いという傾向にあるのか。

A. その通り。だが質量としては、数の少ない大きなダストがその多くを占めている。



香内晃 2008 宇宙・惑星化学

28

Kouchi 2008

上図は、彗星中のチリの組成を調べたもの。中心にケイ酸塩。外側は宇宙線によって結晶構造を壊されるために非晶質となっている。おそらく、超新星爆発や赤色巨星のまわりでケイ酸塩の結晶コアが作られ、その表層が宇宙線によってアモルファスとなり、さらにそこに分子雲内でマントルが降り注ぐのだからと思われる。

[分子雲コアの重力収縮と星形成]

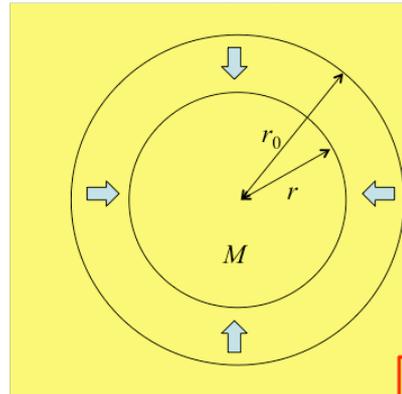
ここでは、星間ガスが自己重力によって集まって、やがて星が出来て行くというストーリーについて概観する。

ガスを集めようとする力は、基本的には重力のみ。それを邪魔する力はまずガスの熱的な圧力、ついで磁場など。大雑把には、重力が圧力勾配の力を上回れば「重力的に不安定」となり、収縮して恒星になっていく。

ガスの重力収縮の際に重要となるのが、「ガスは冷えないと収縮出来ない」という事実である。

星形成、分子雲の重力収縮

ガスは冷えないと収縮できない



$$pV = nRT$$

$$dU = nc_v dT = TdS - pdV$$

断熱変化のとき

$$pV^\gamma = \text{const.} \quad p = K\rho^\gamma$$

$$\left| \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dr} \right| \approx \frac{1}{\rho} \frac{p}{r} \propto r^{-3(\gamma-1)-1} = r^{-3\gamma+2}$$

$$\left| \frac{GM}{r^2} \right| \propto r^{-2}$$

$$\frac{f_{\text{pres}}}{f_{\text{grav}}} = \left(\frac{f_{\text{pres}}}{f_{\text{grav}}} \right)_0 \left(\frac{r_0}{r} \right)^{3\gamma-4}$$

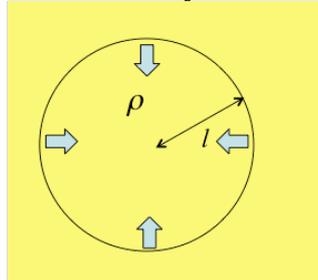
30

上図はその事実を、解析的に解釈するもの。「ガスは断熱圧縮されると熱を出す。すると圧力が増す。これが重力による収縮を妨げるので、何らかのプロセスで熱を逃がさない限りは縮みきれない。しかもこの圧力は、縮めば縮む程に重力に比べて大きくなっていく。」……ということを意味している。つまり、冷却の不可能なケースでは恒星は生まれえない。なお、冷却の主な要因は輻射である。

余分な熱は高効率で捨てる事が出来るという仮定のもと、どのように重力収縮が生じるのかを調べる方法のひとつに Jeans の解析がある。

Jeans 不安定

温度 = 一定 $\rightarrow c_s = \text{一定}$



$$p = \frac{\rho}{m} kT = c_s^2 \rho$$

$$f_{\text{pres}} = -\frac{1}{\rho} \frac{dp}{dr} \approx \frac{1}{\rho} \frac{p}{l} = \frac{c_s^2}{l}$$

$$f_{\text{grav}} = -\frac{G\rho l^3}{l^2}$$

$$\frac{d^2 r}{dt^2} = f_{\text{pres}} + f_{\text{grav}} = \frac{c_s^2}{l} - \frac{G\rho l^3}{l^2} = l \left(\frac{c_s^2}{l^2} - G\rho \right) \begin{matrix} > 0 & \text{安定} \\ < 0 & \text{不安定} \end{matrix}$$

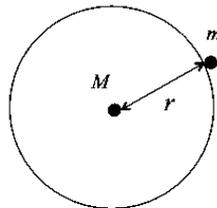
$$l_J = \frac{c_s}{\sqrt{G\rho}} \quad \text{Jeans 波長} \quad M_J = l_J^3 \rho = \left(\frac{c_s}{\sqrt{G\rho}} \right)^3 \rho \quad \text{Jeans 質量}$$

31

上記はあくまで「ざっくり」した説明。等温の仮定のもと、重力と圧力勾配の力とをざっくりと評価すると、重力的に収縮する事の出来る（不安定；運動方程式の右辺が負になる）閾値となる半径と、その半径で収縮した際の質量が見積もられる。これらをそれぞれ、Jeans 波長、Jeans 質量と呼ぶ。このような波長、質量を数学的に厳密に求める事もでき、そのような手法を線型安定性解析と呼ぶが、ここでは深くは立ち入らない。

収縮のタイムスケール（どの程度の時間で潰れきることが出来るか）を自由落下時間と呼ぶ。

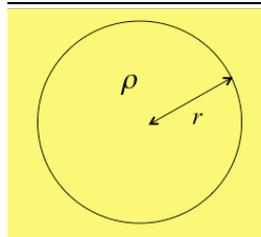
自由落下時間 (Free Fall Time)



$$\frac{d^2 r}{dt^2} = -\frac{GM}{r^2} \quad \text{初期条件: } v=0$$

τ_{ff} : 質点 m が原点に達する時間

$$\frac{r}{\tau_{\text{ff}}^2} = \frac{GM}{r^2} \quad \Rightarrow \quad \tau_{\text{ff}} = \frac{1}{\sqrt{G\rho}} \quad \rho = \frac{M}{r^3}$$



$$\frac{d^2 r}{dt^2} = -\frac{GM}{r^2} \quad \text{圧力 } p=0 \quad \text{初期条件: } v=0$$

τ : 球の半径が 0 になる時間

$$\frac{r}{\tau_{\text{ff}}^2} = \frac{GM}{r^2} \quad \Rightarrow \quad \tau_{\text{ff}} = \frac{1}{\sqrt{G\rho}}$$

33

自由落下時間とは、ふたつの質点の間の距離がゼロになるまでにかかる時間のことであり、言い換えればガス球が潰れきるまでの時間のことである。これは2質点の場合でも、ガス圧を無視したガス球の場合でも同様に、おおよそ

$$\tau_{\text{ff}} \sim \frac{1}{\sqrt{G\rho}}$$

となる。

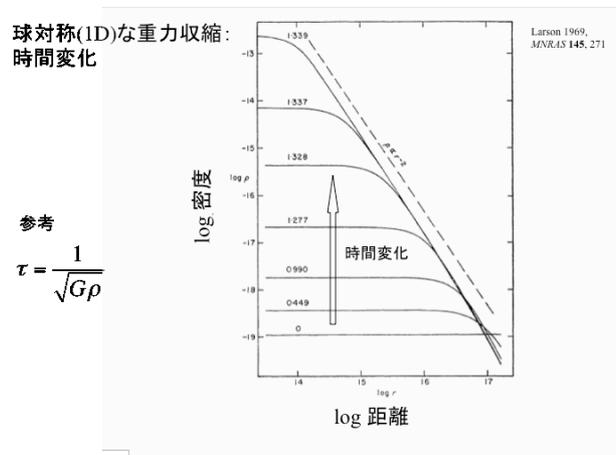
この自由落下時間を念頭におくと、先ほどのジーンズ波長を解釈することが出来る。

$$l_{\lambda} = \frac{C_s}{\sqrt{G\rho}}$$

というジーンズ波長は、(音速) × (自由落下時間) という形をしている。音速は圧力の伝わる速度と読み替える事ができ、すなわち、「ジーンズ波長より短い範囲では、圧力が十分に伝達するので落ちない」が、「ジーンズ波長より長い範囲では、圧力が伝わりきらず落ちる」と言える。

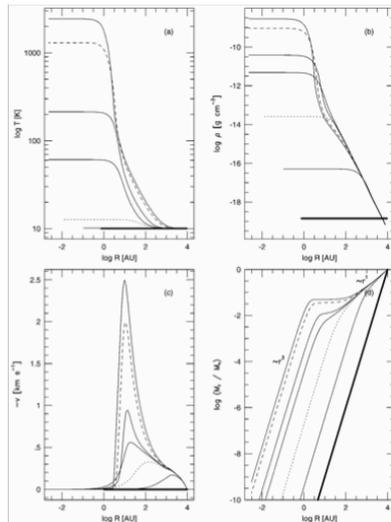
具体的な数値を入れてやると、分子雲コアの自由落下時間は $2 \times 10^5 (n/10^5 \text{cm}^{-3})^{-1/2} \text{yr}$ 程度となる。また、そこから見積もられる質量降着率 ($\dot{M} \cong \dot{M}_J / \tau_{\text{ff}}$) は $1.6 \times 10^{-6} (T/10\text{K})^{3/2} \text{Msun/yr}$ 程度である。

このような分子雲コアの重力収縮のプロセスを理論的に調べた仕事に、Larson (1969, MNRAS)による球対称1次元の数値シミュレーションある。



自由落下時間が密度の逆 1/2 乗に比例するので、密度が低いときにはゆっくりと潰れ、密度が上がるにつれてどんどんと速く潰れるようになる、いわば加速的収縮が見て取れる。同様の理由で密度の高い領域の方が物事の進行が圧倒的に速いので、収縮は均一ではなく、密度の高い中心部分が外縁部を置き去りにするようにして急激に縮んで行く。このような収縮の仕方を暴走的収縮と呼ぶ。

熱を無限の効率で捨てることのできるような場合、いつまでも等温状態が続き、どこまでも暴走収縮を続けることができる。つまり星ができない。実際にはどこかで圧力優勢となり、収縮が止まって星へと進化する。当時 Larson はこの効果をモデル化して取り入れることで、密度が 10^{-11}g/cm^3 程度になると収縮が止まるとした。



収縮は、不均質に進行

Masunaga, Miyama, & Inutsuka 1998

37

Masunaga, Miyama & Inutsuka (1998)

上図 (Masunaga, Miyama & Inutsuka 1998) は、分子雲コアの収縮についての比較的最近の研究である。これでもやはり、ある程度密度が上がると等温を保てなくなり、収縮が止まることが分かる。その理由は、

ものごとの進行が速くなるので、圧縮による加熱率が大きくなることである。密度が $10^{-10} \text{ g cm}^{-3}$ ぐらいになると非等温となり、上昇する圧力によって収縮が停止させられ、ある有限の大きさの塊となる。これをファーストコアと呼ぶ。ファーストコア自体の質量は太陽質量の 1/10 以下である。この小さなコアに向けて質量降着が継続し、最終的には 1 太陽質量程度の恒星が出来る。

Q. ポリトロップ指数 γ が 1 を下回るというのと、等温とはどう関係するのか。

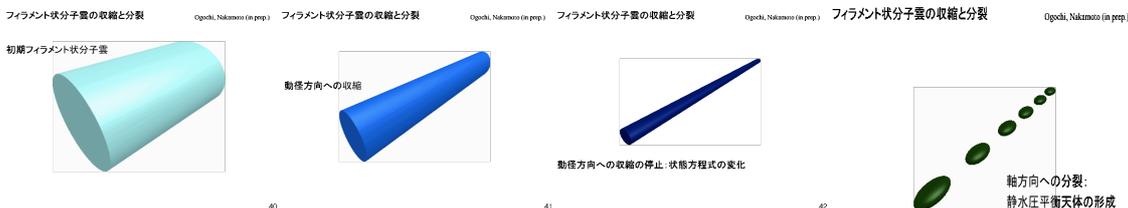
A. たとえば乱流の働きも圧力と見なし、広い意味での「圧力」を定義すると、 γ が 1 より小さくなることもある。これは、密度が上がると乱流が弱くなるため。ここでは熱的な圧力の場合を提示した。

Q. 密度が上がることで冷えやすくなる、という効果はどうなっているのか。

A. Masunaga, Miyama & Inutsuka 1998 では、ガスとダストの温度が一致していると考えている。これは、ある程度密度が高い状況を考えているので、ガスとダストとの衝突によって両者が平衡状態に達するまでの時間が、分子雲コアの収縮という現象のタイムスケールに比べて十分に短いため。

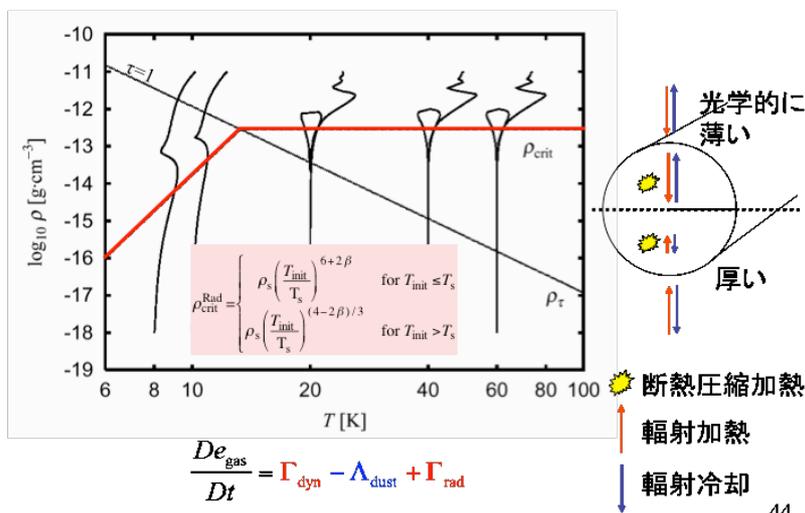
ここまでで、球対称の分子雲コアがどのような収縮をするのかを述べた。次に、初期条件としてフィラメント状の分子雲があったとき、それがどのような収縮をするのかを述べる。これは教科書には載っていない話 (Ogochi & Nakamoto, in prep)。

フィラメントは、軸からの距離のみによって物理量が決まっているとして一次元問題にすることができる。



フィラメントは、R 方向と Z 方向に縮むことができる。ただし R 方向収縮の方が速いので、R 方向に縮んでいる間には Z 方向には縮む事が出来ない。ずっと一定温度で R 方向に収縮していたのが、やがて温度が上がってくるときにフィラメントの分裂は生じる。

中心密度・温度の進化



上図は、フィラメントの中心密度と中心温度とをプロットしたもの。赤い線は等温の崩れる中心密度を表し、右下がりの黒い実線はフィラメントの光学的な厚みが1を超える中心密度（雲が光にとって透明ではいられなくなるような中心密度）を表している。ここから分かるのは、フィラメントの光学的な厚みとその温度とは直接には関係ないということである。

世の中の教科書を見ると、「等温からズレるのは光学的に厚くなるから」という記述がされていることが多い。しかしじつのところ、光学的な厚みと等温からのズレは一対一に対応はしないことには注意が必要である。ただし球対称で10Kの場合にはこのふたつがごく近い値であったため、実用上は問題を生じていなかった。

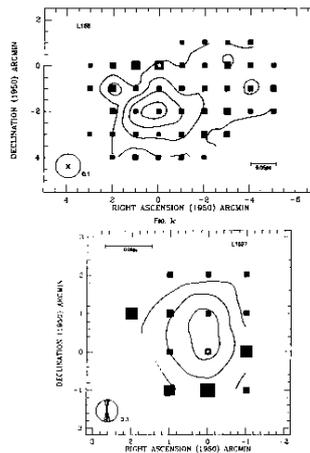
- Q. 球対称の場合に「等温が崩れる」と「光学的に厚くなる」が一致するのは、偶然か？
- A. 10Kの場合に一致するのは偶然。物理が異なる。1太陽質量で10Kの球対称コアを仮定すると、たまたま数字がほぼ一致する。
- Q. Larsonのは球対称、Ogochiのはフィラメント。これは扱っているフェイズが違うのか。
- A. 分子雲の重力収縮という意味では一緒。考えている形状が違う。
- Q. フィラメントが縮むときに、一度温度が上がって、また下がって、ということがおきている。これはなぜか。
- A. フィラメントのバウンド（跳ね）が見えている。
- Q. バウンドの前後で同じ線の上を通るのはなぜか。
- A. 同じ線の上を通るということは主張しない。一度止まって、のち準静的に縮んで行く。しかも中心しか見ていない図なので、キレイに説明することはできない。
- Q. Z方向にぶちぶち千切れることについてはどうか。
- A. R方向のタイムスケールの方が、Z方向のタイムスケールより短いので見えてこない。まずR方向への縮みが止まってから、Z方向への分裂に移る。

以上で、球対称な球状分子雲の収縮（Larson）と軸対称なフィラメント状の分子雲の収縮（Ogochi）とを見て来た。実際の分子雲コアはぴったり球でもぴったりフィラメントでもなく、いろいろと複雑な事情になっている。

Goodman et al. 1993

分子雲コアの
回転を観測

$$\omega = (1-10) \times 10^{-14} \text{ rad s}^{-1}$$



44

分子雲コアの回転 (Goodman+ 93)

上図は、ある分子雲コアの奥行き方向の速度分布を表している。この速度分布を「回転」と思うと、分子雲コアは $\omega = (1-10) \times 10^{-14} \text{ rad s}^{-1}$ で回転しているとみなせる。その回転の空間スケールはおよそ1万AUほどであり、分子雲コアより大きい程度のスケールで見てもガスは回転しているというものである。

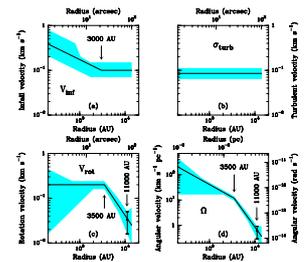
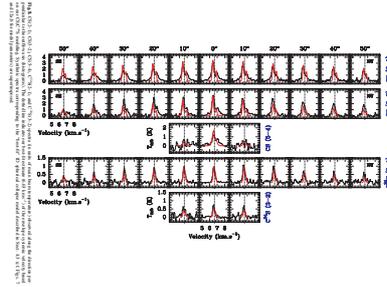
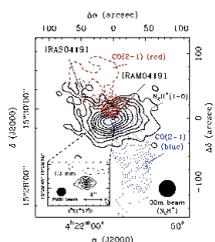


Fig. 12. Infall (a), outflow (b), and rotation (c) velocity fields inferred in the IRAM 04191 envelope based on our 1D (class 0) and 2D (class 1) relative transfer modeling. The shaded areas show the estimated dispersions when the models match the CO and C₂H absorption transparency well. In (a) and (b), the solid lines show the infall velocity and outflow velocity dispersion in both the 1D and 2D models (cf. Figs. 8 and 14, respectively) as a function of radius from envelope center. In (c), the solid line represents the profile of the assumed rotation velocity in the 2D envelope model (cf. Fig. 14) as a function of radius from the non-rotation axis. The point with error bar at 10 000 AU corresponds to the velocity gradient observed at 17" of class 1.25. Panel (d) shows the corresponding angular velocity profile.

45

Belloche et al. 2002

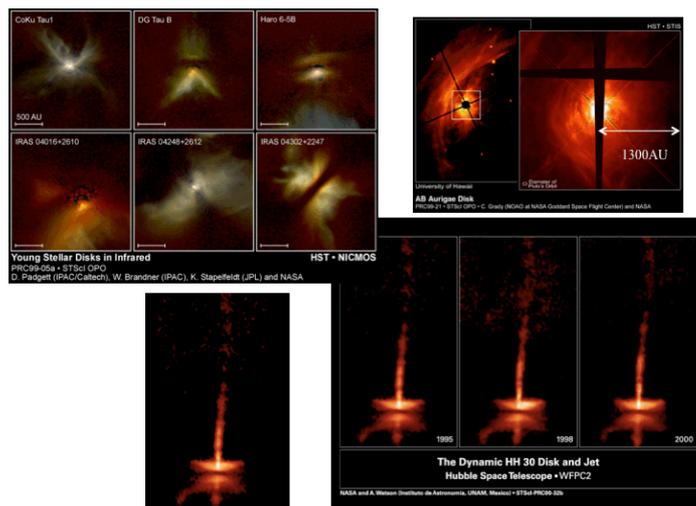
上図は、あるひとつの分子雲コアを、コア内部を観測できるような分解能で見たもの。中心の方が速く落下しているという暴走的収縮の特徴が現れている。また、内側の方が速く回転していることが分かる。これは角運動量の保存の観点から理解出来るものである（但し、厳密に角運動量は保存している訳ではないようで、回転にすこしブレーキがかかっているように見える）。

- Q. 分子雲コアの収縮において、回転のありなしは具体的にどう効いてくるのか。
- A. 分子雲コアの収縮というフェイズでは、回転の遠心力がダイナミクスに影響するようなことはない。回転の効果が効いてくるのはそのあとの、円盤形成のフェイズになる。

- Q. もし角運動量の非常に大きな分子雲コアがあったら、その進化はどうなるか。
- A. 分子雲コアの段階で平べったい構造になり、それ以上収縮することが出来ないだろう。

- Q. (Belloche の右図に対して) 回転によって速度などの「折れ曲がり」の位置が変わるのか。
- A. 磁場が回転にブレーキをかけていて、それを回転が振り切れるかどうかの境目という解釈がある。その位置は分子雲コアによって違う。

分子雲コアの収縮を観測しようとしたら、逆に飛び出してくる分子流が見えた。これが双極分子流 (bipolar outflow) と呼ばれる現象である。



上図で示したのは HH30 という天体。上下方向への物質の流れが、数年という時間の間でも変化しているのが見て取れる。分子流とは、そのぐらいのタイムスケールで流れる、高速度の運動である。

Q. 双極分子流の速度は？

A. 中心星近くの公転速度程度に相当。

[円盤形成]

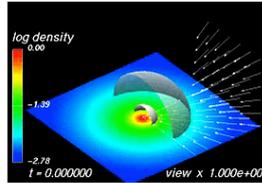
分子雲コアの収縮が進んで行くと、やがて回転の効果が強く現れるようになり、もはや球対称や軸対称では不十分となる。具体的には、角運動量の保存によって「円盤」を形成するようになる。

分子雲コアの重力収縮の数値シミュレーション

松本倫明氏(法政大学)

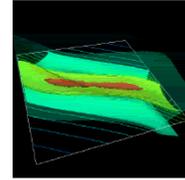
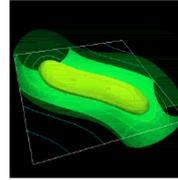
- 3D自己重力流体計算
- Nested Grid法

回転している分子雲コアの収縮
円盤・バー構造の形成



星コアの形成

密度分布



1/2細かい格子

50

51

上図は、回転している分子雲コアの重力収縮を数値シミュレーションしたもの。円盤やバー構造の形成が見られる。また、連星系が形成される場合もある(Matsumoto & Hanawa 2003, <http://4d2u.nao.ac.jp/t/var/download/index.php?id=binary>)。初期条件として分子雲コアに与えた角運動量の大小が、分子雲コアの収縮とその後の進化に対してどのような影響を与えるのかを見た研究もある(Tsuribe & Inutsuka 1999, Matsumoto & Hanawa 2003 など)。このように、様々な初期条件で生まれ得る分子雲コアが、その初期条件に応じてどのような進化をするのか、これまでの研究によって定性的には理解されるようになってきた。定量的なところはこれからである。

[双極分子流 (bipolar outflow)]

前述の双極分子流がなぜ形成されるのかは、80年代からの大きな問題である。最近の理解(決着はついていない)では、双極分子流を作り出しているのは磁場であるという見方が強まっている。

円盤は、中心星に向けて落下していくに従ってその回転を速める。円盤を貫く磁場もこれに引きずられ、中心星近くに集まってはねじれていく。こうして磁力線が傾きを持って振り回されるので、ガスも一緒に振り回されるかたちになり、円盤と垂直な向きに、遠心力でもって吹き飛ばされていく。このように考えれば、観測的な事実である双極分子流の存在を説明出来るという。

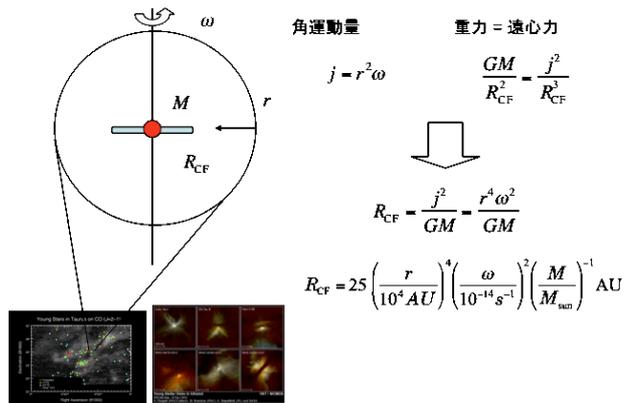
Q. アウトフローの速度は？

A. いろいろあるが、速いものは数百 km 毎秒で内側のケプラー速度程度、遅いものは数 km 毎秒。

[原始惑星系円盤の形成]

遠心力によって中心星への質量降着が妨げられ、円盤が形成される。

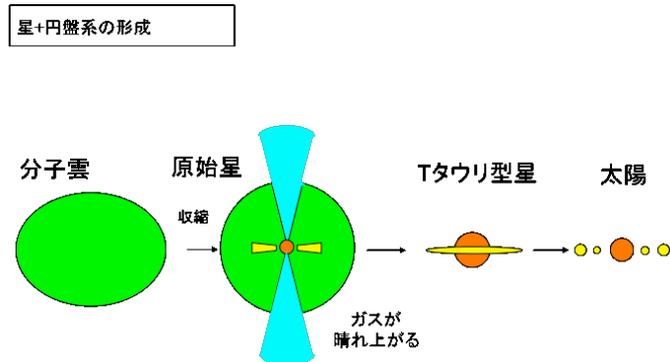
原始惑星系円盤の形成



59

上図は、円盤のスケールを大雑把に見積もったもの。球状の分子雲コアが剛体回転していると仮定すると、そのコアを形成している部分のうち、最も大きな角運動量を持っているのは最も回転軸から離れた場所である。この位置での重力と遠心力の釣り合いを評価すると、円盤のおよそのサイズを見積もる事が出来る。典型的な分子雲コアの場合でおよそ 25AU となり、これは太陽系の惑星が存在する領域とほぼ同程度である。

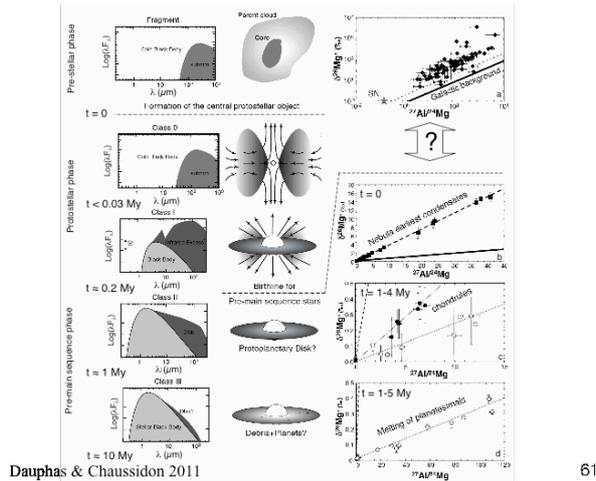
星形成と円盤形成、そして惑星形成という一連のストーリーを絵に描くと次のようになる。



60

まず、重力的に束縛された分子雲がある（1つめ）。これが収縮して原始星を形成する（2つめ）。このとき原始星の周りには円盤が形成され、それに垂直に双極分子流が生じる。やがてガスが晴れ上がる（3つめ）と、中心星や円盤が観測できるようになる。この段階を T タウリ型星と呼ぶ。やがて円盤が消え（4つめ）、太陽系のような姿が出来上がる。

観測的にも、これらの段階に対応するであろうと思われるものがある。



61

上図のように、クラス0～クラス3の天体が観測的に定義されている。これに理論との対応をつけると、以下ようになる。

クラス0天体：

星なしのコアにはないエネルギーが見えていて、
 (内部の情報が見えている訳ではないものの、) 原始星の存在が推察されるもの。

クラス1天体：

アウトフロー天体。

クラス2天体：

Tタウリ型星。中心星まわりのガスがなくなっている。

クラス3天体：

円盤がなくなることで、クラス2天体とはスペクトルが変わって見える。

これらはあくまで観測的に定義されたものであり、星形成のどの段階に対応しているかというのは理論からの推察に過ぎないことに注意。

Q. クラス2とクラス3の具体的な違いは？

A. 観測的な定義は、「H α 線の強弱」。これに理論から、「円盤から中心星への質量降着が強いため、中心星からの光にH α 線が強く現れている」という解釈をつけ、上記のように理解している。

Q. 中心星の温度で分類している訳ではないのか？

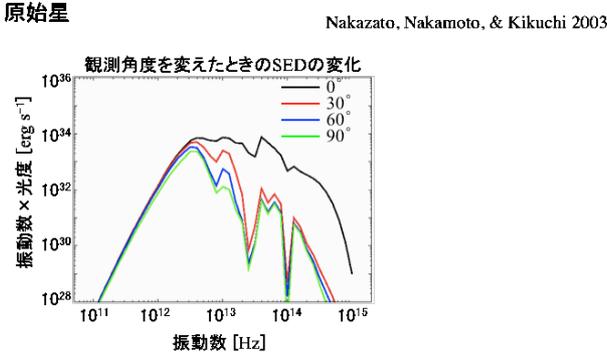
A. 中心星の表面温度とは無関係な分類。

Q. H α 線は、中心星のどこから出ているのか？

A. 中心星のコロナ。中心星への円盤からの落ち込みによって、アクティビティが高くなっている。

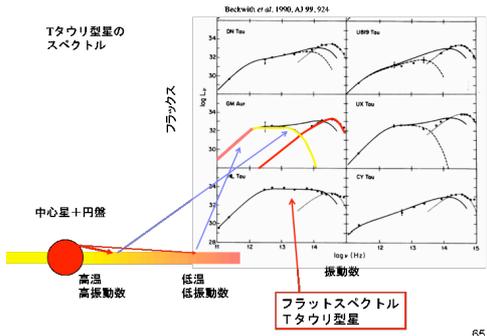
H α 線が本当に恒星の進化段階（つまり年齢）に対応しているのかは、いまだよく分かっていない。年寄りな恒星にも活発なものがあるし、若くても暗いものもある。

歴史的には、観測（スペクトル）と、理論モデルを輻射計算によって模擬観測したものとを比較して、天体がどのような状態にあるのかを推定してきた。



63

上図は、クラス1に対応する双極分子流ありの天体をモデル化し、スペクトルとして模擬観測したもの。



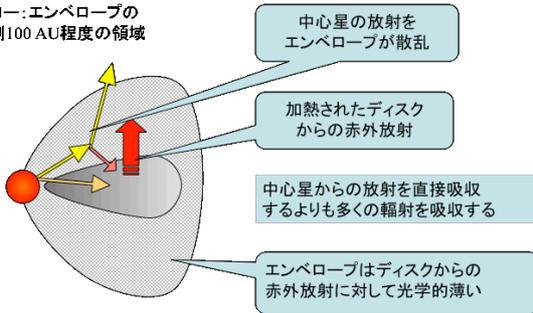
65

上図は、Tタウリ型星の円盤をモデル化し、模擬観測したもの。中心星からの光で円盤表面が加熱されて光を出す筈だが、これを分解せずに観測したらどうなるかというもの。クラス2やクラス3の天体に対応する。しかしこれは、上図で示されているようなフラットなスペクトルを持つケース（観測例は少ないが確かに存在する）を説明出来ていない。

2D 輻射平衡計算

ディスク・ハロー モデル

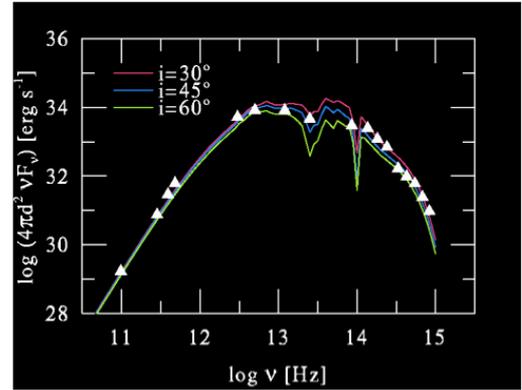
ハロー: エンベロープの内側100 AU程度の領域



66

・2次元 軸対称
・輻射平衡, VEF

T Tauri型星 HL Tau



Kikuchi, Nakamoto, & Ogochi 2002

68

このフラットなスペクトルの成因を調べたのが上図の研究 (Kikuchi, Nakamoto & Ogochi 2002) である。ここでは、クラス1 (エンベロープあり) とクラス2 (エンベロープなし) の中間に位置する、上図左のような「円盤+ハロー」の天体を考えた。中心星からの輻射がこのハローを介しても円盤を暖めるといふプロセスを考えることで、フラットなスペクトルを説明できた。いわばクラス 1.5 とでも呼ぶべき天体である。このようなステージはその時点の自由落下時間程度($\sim 10^5$ yr) しか続かないので、次の円盤の時代(10^6 - 10^7 yr) に比べ短く、そのために観測例が少ないのだろう。

3. 原始惑星系円盤

ここでは、2章で述べたプロセスで形成された原始惑星系円盤について、その内部でどのような物理現象が起きているのかなどを見ていく。

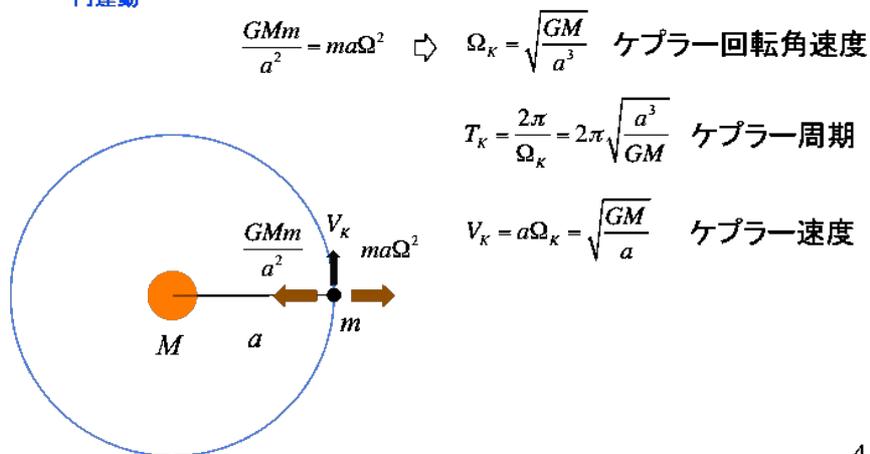
[中心星の周りを回るモノの力学 基礎]

ここでいう「モノ」とは、円盤を構成するガス、固体微粒子、微惑星、惑星、……etc. を指す。すなわち、膨大な質量を持つ中心星と、それに比べてごく小さな質量を持つ他の天体との系である。

太陽(中心星)周りを回るものの力学の基礎

円盤ガス, 固体微粒子, 微惑星, 惑星, ...

円運動



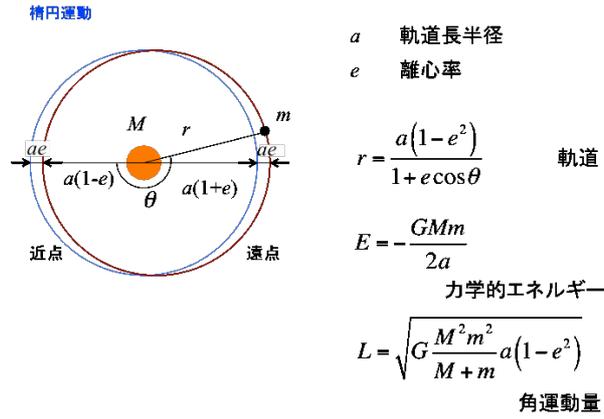
4

上図のような円運動を考える。遠心力と重力の釣り合いから、ケプラー回転の角速度、周期、速度を導くことが出来る。

ケプラー回転の角速度：

- 軌道長半径の 3/2 乗に 反比例 …… 中心星に近いほど惑星は短周期でまわる
 - 中心星質量の 1/2 乗に 比例 …… 中心星が重いほど惑星は短周期でまわる
- (惑星の質量にはよらない)

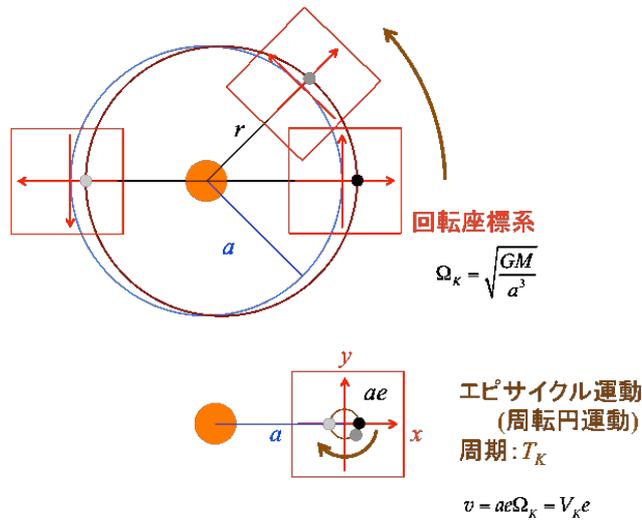
次に、二体問題 (e.g., 中心星とひとつの惑星) を考える。この場合、太陽と惑星はそれぞれ、互いの共通重心を焦点とした楕円軌道をとる。



力学的エネルギーは離心率に依存しないが、角運動量は離心率に依存する。同じ軌道長半径であれば、離心率が大きい方が角運動量は小さい。

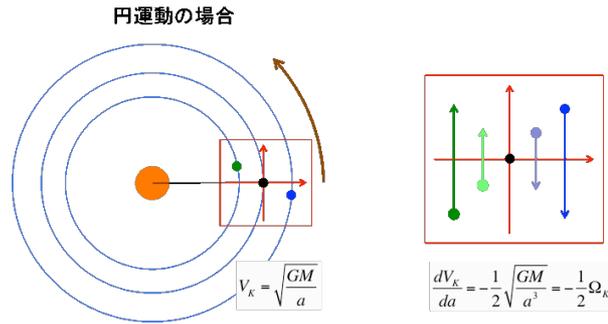
[回転座標系]

以上は系の外側から俯瞰的に現象を見ているが、そうではなく「惑星に乗って」、惑星と一緒に観測者も動くのが回転座標系である。しばしば便利である方法だが、非慣性系であることに注意。



上図は、同じ軌道長半径を持った円運動と楕円運動を、重心を一点に固定して重ねたもの。円運動に合わせた回転座標系に乗って見ると、楕円運動は「エピサイクル運動 (周転円運動)」をしているように見える。エピサイクル運動の周期はケプラー周期である。エピサイクル運動の速度は、円運動のケプラー速度に離心率を乗じたものになる。

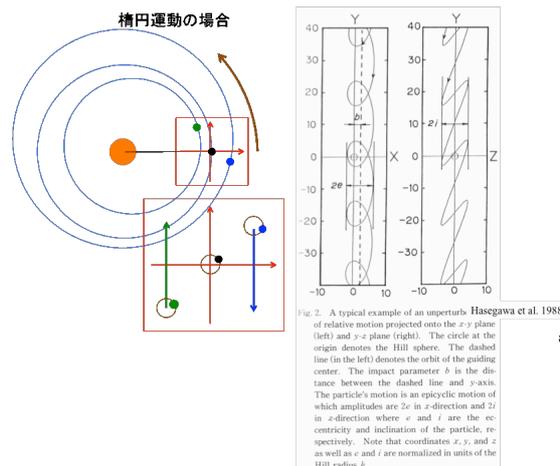
複数の惑星が円軌道をとっているとき、そのうちのひとつに乗った回転座標系で物事を見るとどのようなかを考えてみる。



7

ケプラー回転の性質から、より内側の惑星ほど短周期で公転し、速度も速い。すなわち上図右のように、より内側の惑星には追い越され、より外側の惑星のことを追い越して行くように見える。その速度差は、惑星それぞれのケプラー速度のそれである。

同様に複数の惑星が、しかし楕円軌道を取っているときはどうなるか。これを示すのが下図 (Hasegawa et al. 1988 より) である。



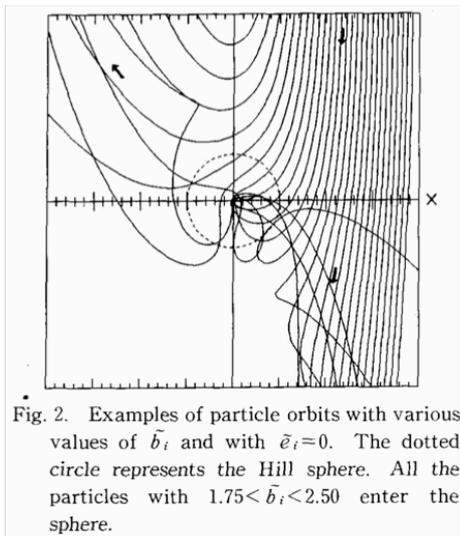
8

ある円運動に乗った回転座標系から見たとき、それより内側の惑星、外側の惑星の軌道は、円運動の場合にそれぞれのエピサイクル運動を重ねたものとして見えることが分かる。

以上の例は惑星同士の重力相互作用を無視しているが、この効果を考慮すると問題は複雑になってくる。

重力相互作用する
2体の運動

Nishida 1983



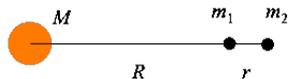
9

上図は、重力相互作用する二惑星の運動を、片方の惑星から見た回転座標系から見たもの。図の中心に惑星がひとつあり、もうひとつの惑星の初期位置を変えて計算している。ふたつの惑星がすし引き合うだけの場合もあれば、外側から内側の流れに移る場合や、ふたつの惑星が衝突する場合もある。点線はヒル半径（惑星の重力が支配的な領域、後述）である。

[中心星による潮汐]

楕円運動以外の中心星による惑星への影響として、「潮汐」力が上げられる。これは天体が有限の大きさを持っていることに由来する、非球対称の力である。

太陽による潮汐力



$$\frac{d^2 r_1}{dt^2} = a_1 = -\frac{GM}{R^2}$$

$$\frac{d^2 r_2}{dt^2} = a_2 = -\frac{GM}{(R+r)^2}$$

“1”を基準にしたとき、“2”に働く力

$$\Delta a_{21} = a_2 - a_1 = -\frac{GM}{(R+r)^2} + \frac{GM}{R^2} \approx +2 \frac{GM}{R^3} r \quad \times m_2$$

“2”を基準にしたとき、“1”に働く力

$$\Delta a_{12} = a_1 - a_2 = -\frac{GM}{R^2} + \frac{GM}{(R+r)^2} \approx -2 \frac{GM}{R^3} r \quad \times m_1$$

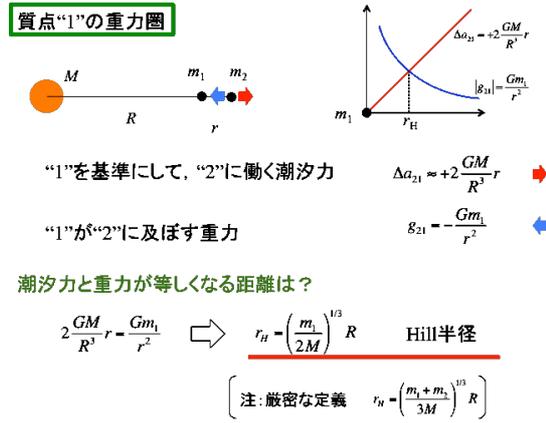
(単位質量あたり)に働く“1”と“2”を引きはがす力

$$|\Delta a| \approx 2 \frac{GM}{R^3} r = 2\Omega_K^2 r \quad \text{太陽による潮汐力}$$

10

上図のように、中心星によって、惑星内のある二点を引きはがそうとする力が働く。これが潮汐である。

潮汐力と惑星の重量とが等しくなる距離をヒル半径と呼ぶ。質点1のヒル半径を見積もってみる。

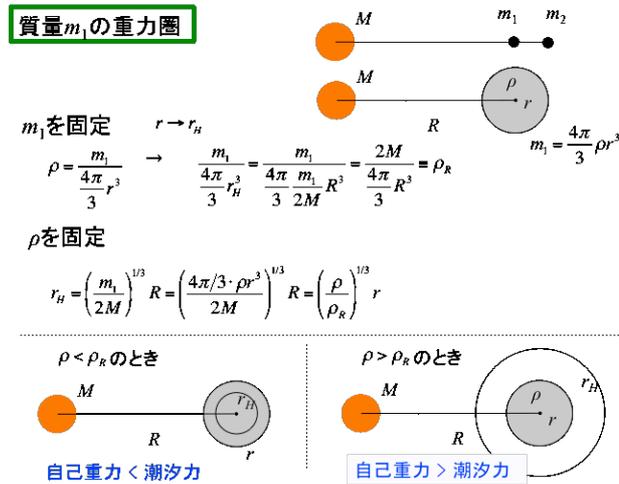


11

上図のように、質点1を基準にしたときの、質点2が受ける潮汐力と重力とが等しくなるような距離が得られる。ヒル半径内の領域は質点1の重力が支配的な領域であり、ヒル半径外の領域は中心星の重力が支配的な領域であると言える。

参考までに、地球に作用する潮汐力を求めてやると、月による潮汐力が太陽による潮汐力の二倍程度になるという結果を得る。

更に参考までに、月に働く「太陽の重力」と「地球の重力」の比をとってやると0.4となる。つまり太陽の方が月に大きな重力を及ぼしている（ゆえに月の公転軌道は、曲率の変化こそあれ常に外側に凸である）という結果になるが、しかし月は地球のヒル圏に入っている。重力圏を決めるのは単純な重力の強さではないことが分かる。



14

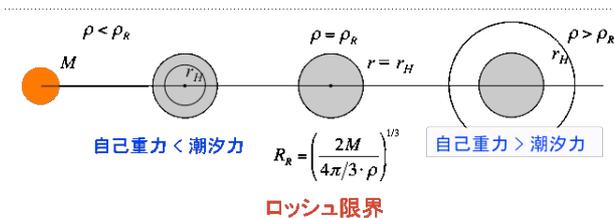
次に、先ほどは質点として扱った「1」が、点ではなく広がりをもっている場合を考える。この際に、「ロッシュ密度」なる量を定義する。これは m_1 を固定したときのヒル半径内平均密度であり、たとえば太陽のロッシュ密度と言う場合、太陽の質量を質点1の軌道長半径内に均一にばらまいたときの密度に相当する。

ある広がりを持った構造の密度が ρ と与えられていた場合、その値がロッシュ密度 ρ_R より小さい場合、潮汐力が自己重力に勝ってしまい、その構造を重力によって維持することは出来ない。その逆もまた然り。ロッシュ密度と密度を比べることで、ものが自己重力で集まれるかどうかが決まるのである。

ロッシュ限界

ρ と r を固定、 R を変える $\rightarrow \rho_R$ が変化する $\rho_R = \frac{2M}{4\pi R^3}$

$$r_H = \left(\frac{m_1}{2M}\right)^{1/3} R = \left(\frac{4\pi/3 \cdot \rho r^3}{2M}\right)^{1/3} R = \left(\frac{\rho}{\rho_R}\right)^{1/3} r$$



15

注目している天体（惑星など）の密度と半径を固定し、中心天体（太陽など）との距離を変えてやることを考える。太陽からの距離を変えるとロッシュ密度も変わる。太陽に近いとロッシュ密度が大きい（惑星が高密度でないと構造を維持出来ない）が、太陽から遠いと太陽による影響が弱まるので、密度が小さくとも構造を維持出来るようになる。密度とサイズを固定したとき、「それより太陽から離れば、自己重力天体としての構造を維持出来る」というぎりぎりの境界があり、これをロッシュ限界という。

ロッシュ限界の有名な例が土星のリングである。リングが存在しているのは土星～リング（や衛星）のロッシュ限界の内側なので、リングが自己重力で集まろうとしても、土星の潮汐力で破壊されてしまう。

[円盤の重力不安定]

以上で見て来た潮汐力は、円盤の物理を考えるうえで非常に重要である。

円盤の重力不安定

単位質量に働く力 (加速度)

$$a = \frac{c^2}{l} - \frac{4\pi/3 G \rho l^3}{l^2} + 2\Omega_x^2 l$$

↓

$\frac{a}{l} = \frac{c^2}{l^2} - \frac{4\pi/3 G \rho l}{l} + 2\Omega_x^2$ l で割る

↓

$$\omega^2 = c^2 k^2 - 4\pi/3 G \Sigma k + 2\Omega_x^2$$

$\Sigma = \rho l$ $k = \frac{1}{l}$

ちゃんとした線形安定性解析によると、

$$\omega^2 = c^2 k^2 - 2\pi G \Sigma k + \Omega_x^2$$

$$\delta\rho(t) \propto \exp[i(kx - \omega t)]$$

16

円盤が重力不安定を起こして一点に集まれるかどうかは、中心星による潮汐と圧力勾配の力を振り切って、円盤内のモノが集まれるかどうかで決まる。

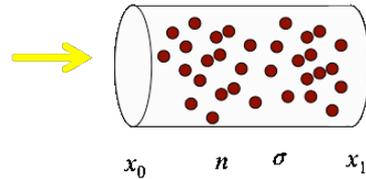
[円盤の温度]

円盤の温度を決定する要因として、

- ・ 熱源：中心星からの輻射、円盤で発生する熱、宇宙線など
- ・ 光学的に厚い（不透明）か、光学的に薄い（透明）か

というものがある。ここで光学的な厚みとは、光にとっての厚みであり、透明さの指標である。

光学的厚さ



$$\tau = \int_{x_0}^{x_1} n\sigma dx = \int_{x_0}^{x_1} \rho\kappa dx \quad \kappa = \frac{n\sigma}{\rho} = \frac{\sigma}{m_d}$$

$$I(x) = I(x_0)\exp(-\tau(x))$$

19

ガスなどの粒子ひとつが作る断面積 σ を、その粒子の質量で割ったものが κ であり、オパシティと呼ばれる。これは光を吸収する性質を表す。これを上図のようにある区間で積分したものが光学的な厚み τ であり、これが1より大きい小さいかが光学的に厚い・薄い指標となる。 $\tau = 1$ で入って来た光が $1/e$ にまで弱められ、 τ が増えるごとに指数関数的に小さくなる。

光学的に薄い円盤では、円盤中を光子がスカスカに通り過ぎていく。光学的に薄い極限では、中心星から出た光が、エネルギーを受ける天体（惑星など）にそのままあたると考えられるために簡単である。以下のように仮定する。

光学的に薄い円盤

熱源：中心星輻射

固体微粒子

形状：球

半径：a

組成：氷, シリケート

黒体

この場合の加熱と冷却の釣り合いで決定される温度は、太陽系の地球付近で 280K 程度となる。

光学的に薄い円盤の温度

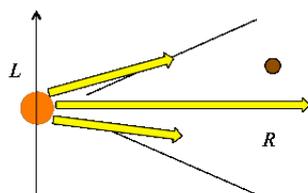
熱源：中心星輻射

固体微粒子：

形状・大きさ = 球, 半径 a

組成 = 氷, シリケート

黒体



加熱 = 冷却の釣り合い

$$\pi a^2 \frac{L}{4\pi R^2} = 4\pi a^2 \sigma T^4$$

$$T = \left(\frac{L}{16\pi\sigma R^2} \right)^{1/4}$$

$$= 280 \left(\frac{L}{L_{\text{sun}}} \right)^{1/4} \left(\frac{R}{1 \text{ AU}} \right)^{-1/2} \text{ K}$$

20

Q. 温度と呼んだのは、円盤中のガスの温度か。それともダストの温度か。

A. 円盤内部のガス密度は十分に高いので、ガスとダストとの間で効率的に熱のやり取りをすることができ、両者の温度はおおよそ同じとなる。ガスに比べてオパシティの大きいダストが輻射を受けて加熱（あるいは輻射を出して冷却）されて温度を決定され、そのダストとガスとの衝突によってガスの温度が決定する。ただしガス密度の小さな円盤上空では、ガス温度とダスト温度とは違って良い。

このような、光学的に薄い極限の温度は現実的ではない。より現実的にするには、円盤の垂直方向構造を決定しなくてはならない。円盤の温度構造を決定するためには円盤の鉛直方向構造が必要であり、また円盤の鉛直方向構造を決定するためには円盤の温度構造を知らなくてはならない。両方が相互作用して、両方が決定されるようになっている。

円盤の鉛直構造

ガスに働く力の釣り合い

r 方向

$$0 = -\frac{1}{\rho} \frac{dp}{dr} - \frac{GM}{r^2} + r\Omega^2$$

z 方向

$$0 = -\frac{1}{\rho} \frac{dp}{dz} - \frac{GM}{r^2} \frac{z}{r}$$

$$\downarrow$$

$$\frac{1}{\rho} \frac{dp}{dz} = -\Omega_k^2 z$$

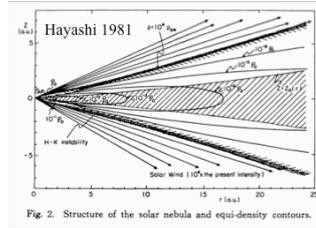


Fig. 2. Structure of the solar nebula and equi-density contours.

$$p(z) = p(0) \exp\left(-\frac{\Omega_k^2 z^2}{2kT/m}\right)$$

$$= p(0) \exp\left(-\frac{z^2}{h^2}\right)$$

$$h = \sqrt{2} \frac{c_s}{\Omega_k} \quad \text{スケールハイト}$$

$$= 0.047 \left(\frac{r}{1 \text{ AU}}\right)^{5/4} \text{ AU} \quad \ll r$$

円盤は幾何学的に薄い

21

上図は、円盤の力の釣り合いを表している。このとき等温の理想気体を仮定すると、円盤の圧力スケールハイト (厚み) を求める事が出来る。1AU での太陽系の数値を入れると、これは 0.047AU となる。円盤の厚みが R 方向の広がりの数%という、ごく幾何学的に薄いものであることが分かる。また円盤の厚みは、スケールハイトの表式を見れば分かるように、r が大きくなるにつれてその 5/4 乗で大きくなっていく (ただし、スケールハイトの位置での密度は小さくなっていく)。

Q. ガスの温度の求め方は？

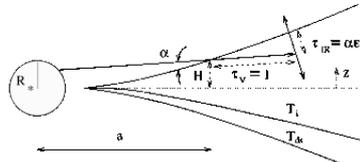
A. 密度からガスとダストはよく衝突しており、またダストのオパシティはガスよりも高いので、ガスによる効果は透明と考えられる。このとき、ダストが中心星から熱を受け、この熱をガスと分け、同じ温度になると考えられる。

光学的に厚い場合の円盤構造を調べた研究に、たとえば Chiang & Goldreich (1997) による二層モデルがある。

光学的に厚い円盤の温度 (円盤内部熱源なし)

Chiang & Goldreich 1997

2 Layer model



- 吸収係数の波長依存性
- 日向と日陰
- 円盤のフレアアップ

$$T_{ds} = 550 \left(\frac{R}{1 \text{ AU}} \right)^{2/5} \text{ K}$$

$$T_i = 150 \left(\frac{R}{1 \text{ AU}} \right)^{-3/7} \text{ K}$$

Fig. 3.—Radiative transfer in the passive disk. Stellar radiation strikes the surface at an angle α and is absorbed within visible optical depth unity. Dust particles in this first absorption layer are superheated to a temperature T_s . About half of the emission from the superheated layer emerges as dilute blackbody radiation. The remaining half heats the interior to a temperature T_i .

22

中心星からの光が直接に円盤内部に入ってはこず、まず円盤上層に吸収されるとしている。このとき内側の温度は、そうして暖められた上層からの輻射によって決まる。吸収係数の波長依存性、日向と日陰の関係、円盤のフレアアップ（外に行くほど広がる）を考慮すると、上図のように温度が決まる。温度が決まったらそこから円盤の鉛直構造を求め、鉛直構造が決まったらそれを用いて温度を決定し……を繰り返すことで、おおよその円盤構造を得ることが出来る。このような方法は、比較的手軽かつ悪くない精度で結果を得る事が出来るので良く用いられる。

あるいは、厳密に輻射輸送をシミュレーションすることも出来る。

Effects of scattering and dust grain size on the temperature structure of protoplanetary discs: a three-layer approach

Akio K. Inoue,^{1*} Akinori Oka² and Taishi Nakamoto²

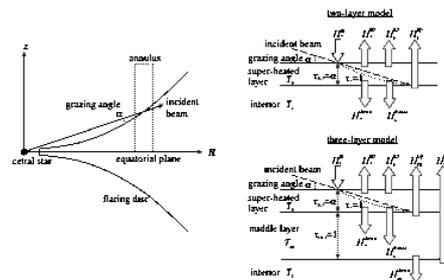


Figure 4. The schematic diagram of the two- and three-layer models. We are considering an annulus clipped from a flaring disk surrounding a young star as shown in the left-hand picture. In the annulus, we consider two or three layers as shown in the right-hand pictures. Each layer is assumed to be isothermal with a temperature T . The fluxes crossing the boundaries of layers are denoted as $H_{\text{in}}^{\text{up}}$ or $H_{\text{in}}^{\text{down}}$ depending on their direction. We set the direction of arrows in the right-hand pictures as the positive direction for the fluxes. The subscripts of each quantity indicates the layer associated with the quantity. 's' for the super-heated layer, 'm' for the middle-layer and 'i' for the interior. The quantities with the subscript '*' are associated with the radiation from the central star and $H_{\text{in}}^{\text{up}}$ is the stellar flux at the top of the annulus. See also Table 1 for notations.

26

上図では波長依存性を考えるためにモデルを3層にしている。

Q. Chiang & Goldreich (1997) について、

・この方法は robust なのか？

A. そこそこのものではある。

・ダストのプロパティを変えたとしても結果はそう変わらない？

A. まあそう。波長依存性を入れるかどうかの違いは、京都モデルと同じようなもの。

・考えているダストは astrophysical なのか？

A. astrophysics でよく使われるもの。

Q. 光学的に厚い円盤ということは、面密度が高いということの筈。この場合、粘性加熱を考慮しないと midplane での温度は決まらないのではないか。

A. 状況による。円盤内部の熱源は質量降着率と円盤内の位置に依存していて、たとえば円盤の外側ではほとんど無視できるものである。

光学的に厚く、かつ内部に熱源を持つ円盤の温度はどう決まるか。内部熱源として現れるのは、質量降着にともなう熱エネルギーである。質量降着によって解放された重力エネルギーの半分が、熱として温度決定に寄与する。もう半分は運動エネルギーに変わる。

光学的に厚く、内部熱源がある円盤の温度

$$dw = -\frac{1}{2} \frac{d\Phi}{dr} dr \quad (\text{半分は運動エネルギーに})$$

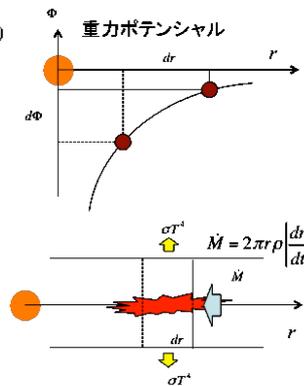
$$= -\frac{1}{2} \frac{d}{dr} \left(-\frac{GM}{r} \right) dr = -\frac{1}{2} \frac{GM}{r^2} dr$$

円環 $r \sim r + dr$ での
エネルギーのつり合い

$$2\pi r dr \times 2\sigma T_s^4 = 2\pi r dr \times \rho \frac{1}{2} \frac{GM}{r^2} \left| \frac{dr}{dt} \right|$$

$$2\sigma T_s^4 = \frac{GM\dot{M}}{4\pi r^3} \times 3 \quad (\text{移流の効果})$$

$$T_s = \left(\frac{3GM\dot{M}}{8\pi\sigma r^3} \right)^{1/4} \quad \text{円盤表面温度}$$



27

内部熱源のみ（中心星からの輻射なし）の場合、円盤の温度構造がどうなるかを考えてみる。この場合、解放される重力エネルギーが輻射によって放出されるエネルギーに等しい、という釣り合いを考えれば円盤表面の温度が決定される。質量降着率が r によらないと考えれば、上図下のようにして、円盤表面温度が半径の $3/4$ 乗に反比例することが導かれる。

円盤内部では、内側から上層に向けてじわじわと光が抜けて行くことで、Z方向の温度勾配が生じる。

光学的に厚く、内部熱源がある円盤の温度

z方向輻射エネルギーフラックス
(拡散近似)

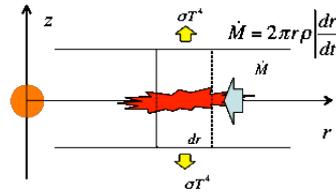
$$F(z) = -\frac{4\sigma}{3\rho\kappa} \frac{dT^4}{dz}$$

熱源は $z=0$ に限定 & $z>0$ を考える

$$\int_0^h F(z) dz = \int_0^h -\frac{4\sigma}{3\rho\kappa} \frac{dT^4}{dz} dz$$

$$\text{左辺} = \int_{\tau/2}^0 F d\tau = F \cdot \frac{\tau}{2} = \sigma T_s^4 \cdot \frac{\tau}{2}$$

$$\begin{aligned} \text{右辺} &= \int_{\tau/2}^0 \frac{4\sigma}{3} \frac{dT^4}{d\tau} d\tau \\ &= \frac{4\sigma}{3} (T(0)^4 - T_s^4) \end{aligned}$$



ゆえに

$$T(0) = T_s \left(1 + \frac{3\tau}{8}\right)^{1/4}$$

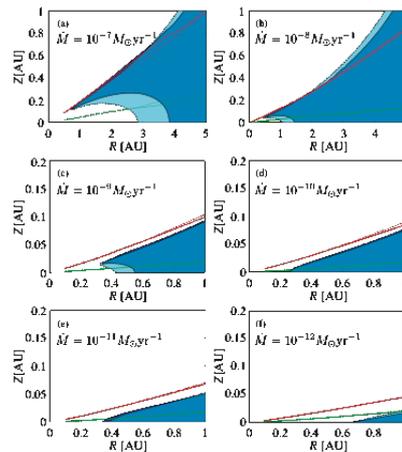
$$\tau = \int_{-h}^h \rho\kappa dz$$

28

上図は拡散近似を用い、内部熱源を $z=0$ に固定して、円盤鉛直方向の温度構造を求めたもの。光学的に厚い (τ が大きい) ほどに、表面と mid plane ($z=0$) との温度差が大きくなる事が分かる。

より現実的には、内部加熱と中心星からの輻射加熱との両方を考えなくては温度を決定することは出来ない。Oka, Nakamoto & Ida (2011) らによれば、質量降着による内部加熱と中心星輻射による上層加熱とによって、高温 - 低温 - 高温という鉛直温度構造が作られる場合がある。

中心星輻射 + 円盤内熱源



z方向の輻射輸送は
正確に計算
(拡散近似は使わず)

青色領域: $T < 170K$

Oka, Nakamoto, & Ida 2011

29

これは質量降着率が大きい場合、重力ポテンシャルの深い中心星近傍で、内部加熱が強くなることによる。

[円盤の温度の影響]

円盤の温度構造は、惑星形成の観点から非常に重要である。大きくわけてふたつ、組成に対する影響と力学に対する影響とがある。

組成について。温度次第で氷（水、CO、アンモニア、…）が揮発したり金属（Fe、Ni）が融解したり、有機物が化学変化したりする。これらが惑星の材料となるのだから、円盤が経た温度は形成される惑星の姿に関係する。特に重要なのが水の氷の揮発温度（～170K）で、これより温度の高い領域では鉄やシリケートが主であるが、逆にこれより温度の低い領域ではさらに水の氷が固体成分に加わる。固体分量が何倍にも変化するため非常に重要であり、この～170K という温度にはスノーラインという名前がついている。

次に、力学にとっての温度の影響である。温度が変わると圧力が変わる。圧力が変わると、円盤の構造（膨らみなど）が変わりうる。また、固体微粒子や惑星の移動にも影響する。

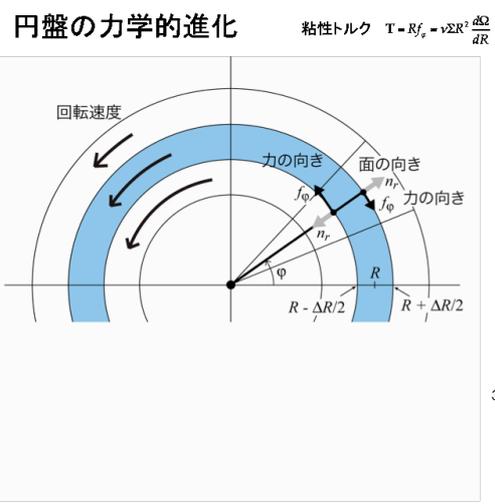
[円盤内の質量の流れ]

円盤の内部をどのように質量が流れるかは、惑星を作る材料の質量分布を決める、引いては「どこに惑星が出来るのか」に関係してくるという意味で重要だろう。これを調べるために、以下の流体力学の基礎方程式（を円盤に対して使い易く変形したもの）を出発点とする。

円盤内の質量の流れ

質量保存の式	$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} (R \Sigma v_R) = S(R, t)$	$\Sigma = \int \rho dz$ 面密度
R方向のつり合い	$0 = -\frac{GM}{R^2} + \frac{j^2}{R^3}$	$j = R^2 \Omega$
φ 方向の運動方程式/ 角運動量保存の式	$\frac{\partial (\Sigma j)}{\partial t} + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} [R (\Sigma v_R j - T)] = S(R, t) j$	
エネルギーの式		↑ トルク
状態方程式		

ここで、円盤の R 方向の物理に着目する為に、質量密度を Z 方向に積分した「面密度」という量を定義して用いている。これはつまり、円盤の Z 方向の構造は無視するという意味。また、質量保存の式と動径方向の運動の釣り合いから、角運動量の保存の式が導かれる。



33

円盤において支配的な力は、基本的には中心星の重力である。よって、円盤はほぼケプラー回転運動していると言ってよい。もし完全にケプラー運動をしているとすると、距離の-3/2 乗に比例して角速度が減少していく差動回転となる。すなわち円盤中のある位置から見ると、自分より内側（中心星側）はより速く流れ、逆に外側はより遅く流れる。

ここでもし、相対速度に依存するような「力」（たとえば粘性）があったとすると、その速度差をなくそうとする応力がはたらくことで、内側からは加速され、外側からは減速される。これを言い換えると、「内側から正のトルクを受け、角運動量をもらう」一方で、「外側から負のトルクを受け、角運動量を受け渡している」のだと表現できる。その差し引きが角運動量の増減に対応している。実際に計算をしてみると、収支としては角運動量を失って行くことが分かる。すなわち、より角運動量の小さな円盤内側に移動していく。

このような粘性トルクの源はというと、大きくは

- ・ MRI 乱流による粘性
- ・ 自己重力

のふたつによる。たとえば分子粘性などは小さすぎて影響力を持たない。

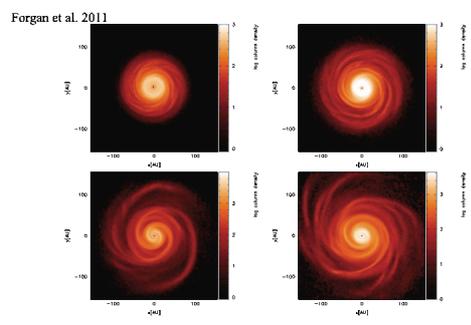
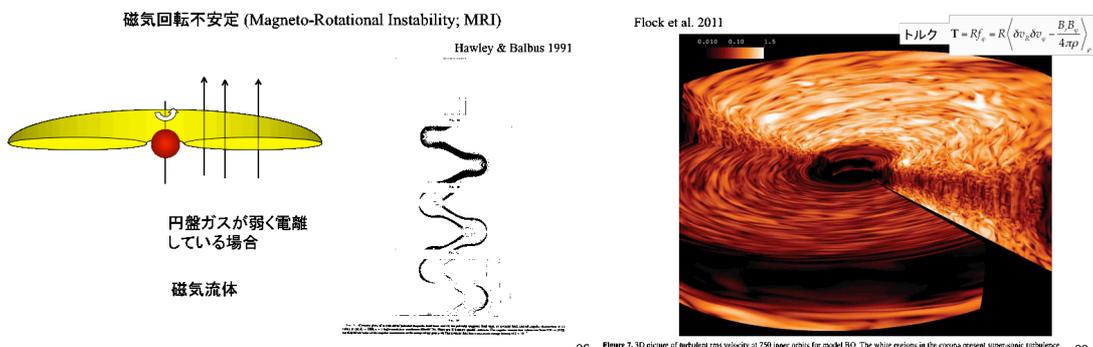


Figure 1. Images showing the surface density structure of Simulations 1 (top left-hand panel), 2 (top right-hand panel), 3 (bottom left-hand panel) and 4 (bottom right-hand panel) after 27 ORPs. The stellar mass in each case is $1 M_{\odot}$, and the initial disc masses of 0.2, 0.5, 1 and $2 M_{\odot}$ respectively. The axis ranges are shown in each figure and it is clear that the more massive discs exhibit higher amplitude spiral structures, in particular the $m = 2$ mode.

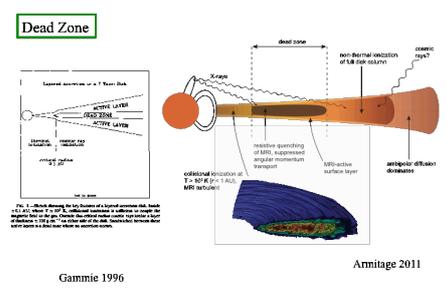
Forgan et al. 2011
重力による「腕」が形成。

重力によるトルクは、円盤内に重力による腕状の構造ができることによる。これはある種の自己重力不安定だが、自己重力で集まろうとする一方で中心星の潮汐力によって引きはがされるので、結果として腕状の構造を円盤内に作るというもの。このとき、腕に沿って非軸対称な重力ポテンシャルが作られる事で、円盤は中心向き以外の方向に重力を受ける。このトルクは円盤の大部分で角運動量を減らすようにはたらく。なお円盤の外縁部のみに限っては、角運動量をもらうことで外側に向けて広がっていく。重い円盤ほどはっきりした腕を作るので、この重力トルクの影響も大きくなる。



MRI (Magneto-Rotational Instability : 回転磁気不安定性) による乱流は、円盤ガスが弱く電離している場合に、円盤を貫く磁場と電離粒子とによって引き起こされる (Hawley & Balbus 1991)。この乱流によって運動量が輸送され、電磁場による Maxwell 応力が角運動量輸送を引き起こす。

MRI 乱流というアイディアは、90 年代になってから提唱された比較的新しいものである。近年の理解としては、この MRI がトルクの主たる要因であると考えられている。自己重力は円盤の性質によって、効く場合と効かない場合とがある。



MRI は、円盤内のどこでも同じように生じる訳ではない。そもそも MRI とは、

- ① 磁場が存在する
- ② 適度に電離したガスが回転運動をしている

の2つが成立している場合に、磁場と電離ガスとの相互作用がもたらす不安定である。これらが成り立たない領域、たとえばガスの電離度が極端に低いような領域では、MRI は効いてこない。このような MRI 不活性の場所を “Dead Zone” と呼ぶ。

円盤中のガスに、電離するだけのエネルギーを与えるメカニズムは幾つか挙げられる。

- ・ 中心星に由来する高エネルギーの光
⇒ 紫外線、X線など。
- ・ 宇宙線
- ・ Na、Kなどのアルカリ金属の熱電離
⇒ Naはそれなりに多い重元素であり、

典型的な円盤でも、(熱電離した Na/全ガス分子)が 10^{-12} ぐらいにはなる。

の三つが、円盤中に MRI を引き起こす主な要因である。ということは、それぞれについて

- ・ 中心星からの光が届きづらい
- ・ 宇宙線が届きづらい
- ・ 冷たい

ような領域では、それぞれの効果は MRI に十分な電離度を実現しないことになる。すなわち、“Dead Zone”であり得る。

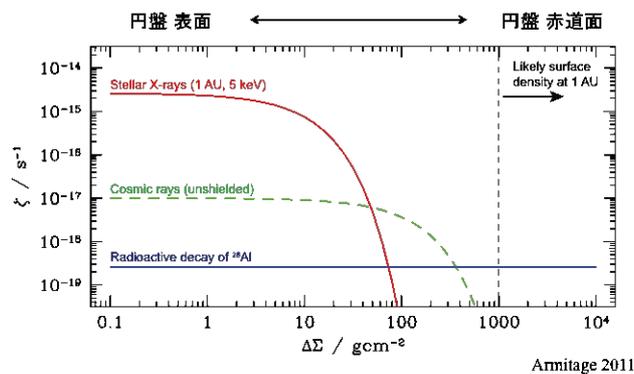


Figure 6: The dependence of the ionization rate ζ on the column density $\Delta\Sigma$, measured from the disk surface. Contributions from the three main sources of non-thermal ionization are shown: (a) stellar X-rays, evaluated at 1 AU (as a function of radius, $\zeta \propto r^{-2}$) using the Turner & Saito (2008) fit to the calculations of Igea & Glassgold (1999), (b) cosmic rays, assuming that the flux is not attenuated by a stellar or disk wind, and (c) radioactive decay of the short-lived isotope ^{26}Al (Stepinski 1992). Although all three curves are approximate, they illustrate two key points. First, irradiation by stellar X-rays almost certainly dominates the ionization near the disk surface. Second, the likely column densities in the inner disk ($\Sigma \gtrsim 10^3 \text{ g cm}^{-2}$) are sufficient to provide effective shielding of the mid-plane from incident X-rays or cosmic rays.

上図は、X線や宇宙線がどこまで届くかを調べたもの。1AUあたりだと十分に遮蔽され、中心星由来の光も宇宙線も届かない。言い換えれば、1AU付近が“Dead Zone”となる。ただし、円盤表面では十分に電離しており、そこではMRIも生じていることに注意。

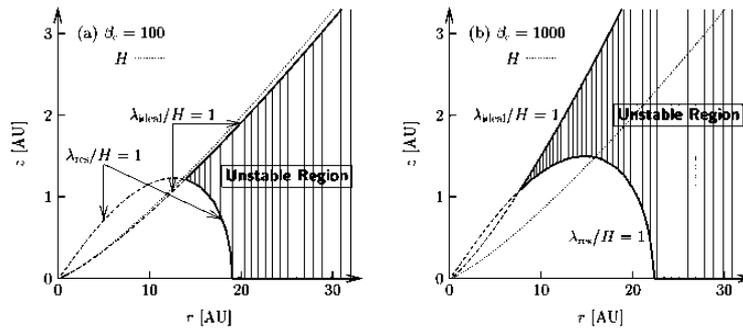


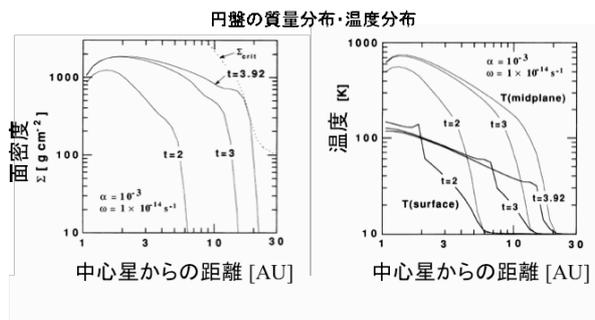
FIG. 7.—Unstable regions (striped) for the cases of (a) the plasma beta at the midplane $\beta_c = 100$ and (b) $\beta_c = 1000$ for the fiducial model (same as in Fig. 1). The dotted curve denotes the scale height of the disk, $z = H(r)$. In the region above the curve $\lambda_{w\text{lens}}/H = 1$, the instability does not effectively work because the wavelengths of the unstable modes are larger than the scale height of the disk. The region below the curve $\lambda_{w\text{lens}}/H = 1$ is stable because the magnetic dissipation is effective and corresponds to Channic's (1996) "dead zone."

42

上図は、磁場の強弱に応じて Dead Zone がどのように生じるかを調べたもの。黒塗りの部分が MRI の生じる領域である。

以上のように場所によって生じたり不活性であったりする MRI を考慮することで、場所ごとの MRI 由来のトルクを基礎方程式に取り入れることができる。

円盤進化モデルの一例



Nakamoto & Nakagawa 1994

43

上図はその一例で、円盤の質量分布、温度分布の進化をモデル化して計算したもの。円盤の質量は粘性が決まれば求まる。

このように進化モデルを作ることができたなら、これを模擬観測し、実際に観測されるスペクトルと比較することで、モデルの妥当性を検証することになる。

円盤の観測

Sicilia-Aguilar et al. 2006b

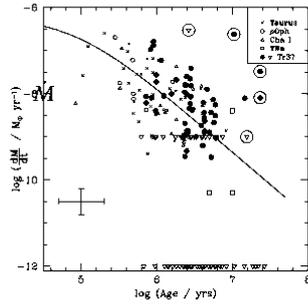


Fig. 11.—Accretion rate vs. age in Tr 37. Filled circles represent stars with accretion rates derived from the U band (see Paper I and Paper II for a discussion about the accretion rate estimates). Triangles represent upper limits to the accretion based on the presence of broad H α emission ($10^{-10} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$) in stars for which we did not find any U excess (U-band observations were complete to approximately the U photospheric emission of a K6 star) and the lack of broad components in stars with no U excess ($10^{-10} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$). For comparison, we include data from other regions and the model for the evolution of a viscous disk (Hartmann et al. 1998; Muzerolle et al. 2006). The average accretion rate in Tr 37 (including the upper limits but excluding the G-type stars, marked here with large open circles) is $9 \times 10^{-10} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$. The typical error bar for M derived from the U band and for the age is displayed.

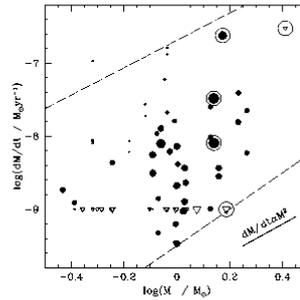


Fig. 12.—Accretion rate vs. mass in Tr 37. The size of the filled circles and open triangles (upper limits) is proportional to the age. Very small circles represent the globule population (age ~ 1 Myr). Ages for G-type stars tend to look larger (> 1 Myr). G stars are marked by large open circles but are highly uncertain. The data are consistent with the study of Calvet et al. (2004), whose data are between the dashed lines, and with the M_{disk}^2 trend observed by Natta et al. (2004), although our sample contains stars spanning a smaller parameter area in both accretion rate and mass. This trend appears independently of age in both the globule and the bulk (4 Myr old on average) population, even though accretion rates for the younger stars tend to be higher, as expected from the viscous disk evolutionary models (Hartmann et al. 1998).

上図はその一例で、うち左図は縦軸を質量降着率、横軸を中心星年齢に取ったもの。

Q. 円盤質量や質量降着率は観測的にはどのように分かるものなのか。

A. 円盤質量はダストの質量から。質量降着率は中心星の H α 線を観測することで推定される。

円盤進化モデル計算の一例

Dullemond et al. 2006

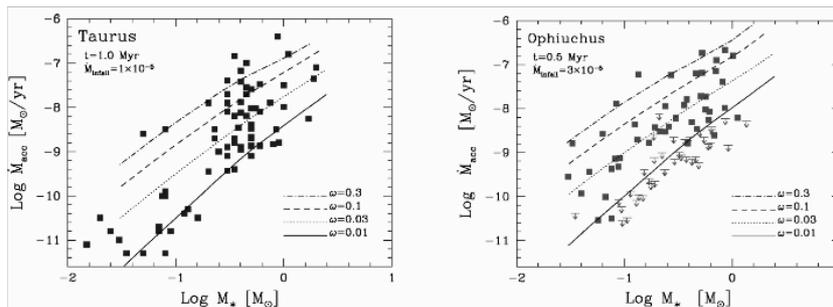


Fig. 1.—Mass accretion rate M_{acc} as function of the mass of the central object M_* in Taurus (left panel) and ρ Oph (right panel). Symbols are measured quantities or upper limits. Each line is a model series for fixed α , as labeled, varying M_{disk} . In all model series, M_{disk} and the snapshot time are kept constant ($10^{-5} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ and 1 Myr in Taurus and $3 \times 10^{-5} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ and 0.5 Myr in ρ Oph). [See the electronic edition of the Journal for a color version of this figure.]

49

上図は中心星の質量を横軸、円盤から中心星への質量降着率を縦軸に取って、観測と理論を比較したものの。傾向が説明できている。

[円盤散逸]

観測的に、円盤の質量が時間経過とともに徐々に減っている、ということが分かっている。これを「円盤散逸」と呼ぶ。

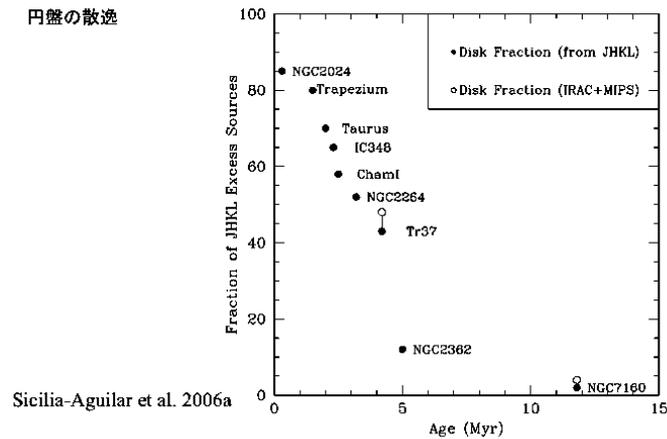


FIG. 13.—Evolution of the disk fraction (based on *JHKL* excesses) vs. age. We display the disk fraction data compiled by Haisch et al. (2001), based on the detection of *JHKL* excesses, with the disk fractions estimates in Tr 37 and NGC 50 7160, using the *JHK* and $3.6\ \mu\text{m}$ excesses. We also display disk fractions estimated from excesses in the longer wavelength IRAC bands and/or the MIPS $24\ \mu\text{m}$ flux (open circles). The Cep OB2 data are consistent with the dissipation of disks in ~ 10 Myr.

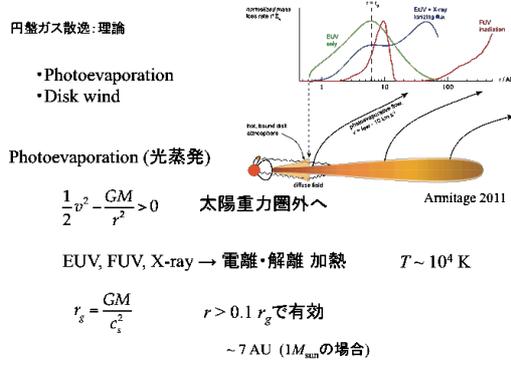
上図は、ある星団内の恒星が円盤を持っている割合を、星団ごとにプロットしたもの。星団の年齢ごとに減少していることが分かる。おおよそ 10^7 年ほどで円盤の質量が十分に減少することが見て取れ、これが円盤の寿命に相当する。

- Q. 恒星質量と質量降着率の図について。モデルから一意に線を引くことができるのか。たくさんのモデルパラメータが必要ではないか。
- A. 円盤の回転角速度、トルクの大きさ (α の値) を決めれば一意に決まる。

観測的に明らかになっている「円盤散逸」を、理論から説明しようというアプローチは多くされている。円盤散逸過程はダスト集積の背景となる場を決める過程であるから、惑星形成論において非常に重要である。これにはふたつ、

- Photoevaporation (光蒸発)
- Disk Wind

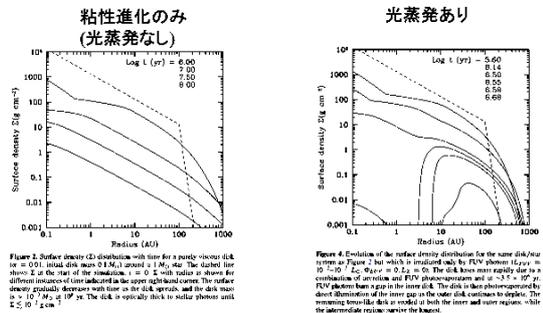
という仮説がある。うち前者について紹介する。



51

中心星からの EUV、FUV、X 線で円盤表面のガスが電離・解離され、しかも $\sim 10^4\text{K}$ にまで加熱される。温度が高いということは熱運動の速さが大きくなるということで、重力に逆らって中心星重力圏外へと逃げていくことが出来るようになる。1太陽質量の中心星の場合、7AU より外側の円盤が光蒸発する。中心星からでなくとも、近傍からの高エネルギー光でも同様の事が生じうる。

Gorti et al. 2009 円盤の粘性進化 + 光蒸発



- Inner Hole 形成
- 外側円盤も散逸
- 速い時間進化

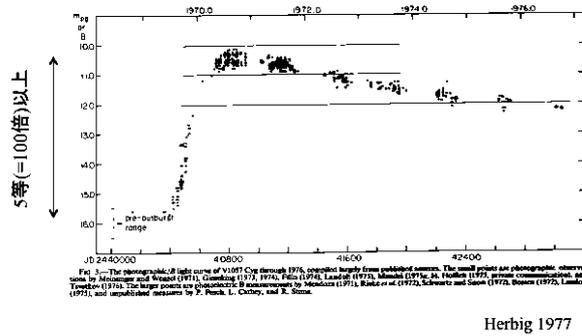
52

上図は、円盤の粘性進化と光蒸発を解いたもの。光蒸発によって円盤に inner hole が生じている。円盤に穴が空くと外縁からの流入がなくなるので、穴より内側が一気になくなる（このような円盤も観測されている）。最終的には穴より外側も散逸し、総じて円盤の速い時間進化が実現される。

[アウトバースト]

FU Ori (固有名称) という恒星を観測してやると、間欠的かつ爆発的な増光を確認することができる。1970年ごろに突如として明るくなり、その後徐々に暗くなっていくという現象である。これを Out Burst と呼ぶ。

FU Ori: 間欠的 爆発的増光



54

この際には 100 倍以上もの増光が見られた。同様の現象はいくつかの恒星でも観測されている (Hartman and Kenyon 1996)。どれも若い星である。

これは、原始惑星系円盤中での何かしらの不安定によって起きているのだろうとされている。恒星本体で生じていると考えるよりは、円盤で起きていると考えた方がタイムスケールに合致することがその根拠。およそ数年程度のタイムスケールで公転している領域が原因だろうと考えられる。

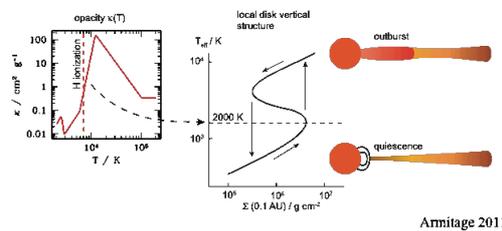


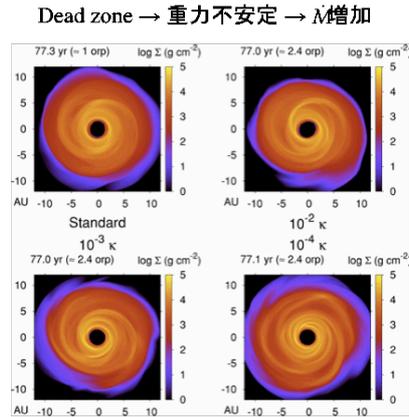
Figure 10: A classical disk thermal instability is a possibility if the accretion rate through the inner disk is such that that the mid-plane temperature approaches $T \sim 10^4$ K, at which point hydrogen becomes ionized and the opacity $\kappa(T)$ rises rapidly. Under these conditions there can be multiple solutions (an "S-curve") for the local equilibrium vertical structure at fixed v and Σ , with the stable possibilities being a quiescent state of low accretion rate, and an outburst state with a much higher temperature and accretion rate. Provided that these states are sufficiently well-separated, it is then possible to set up a global limit cycle in which the inner disk as a whole cycles between quiescent and outburst behavior.

56

たとえば、円盤中を流れる質量が、あるときに 100 倍はやく中心星に向かって降着するようになれば、それが out burst に相当する増光として観測される。この場合、増光のタイムスケールも説明できる。

このような間欠的な降着率の増大を説明するモデルはいくつかある。

Boley et al. 2008



57

たとえば MRI 不活性な領域 (Dead Zone) と重力不安定が原因かもしれない。Dead Zone が流れをせき止めている領域では、ある程度密度が上昇すると重力不安定が発生しうる。すると大きな重力トルクが発生し、急激な質量降着が生じる (ここで out burst が起きる)。やがて質量が流れていくと、それにつれて重力トルクも弱まっていき、徐々に質量降着も遅くなって行くだろう。

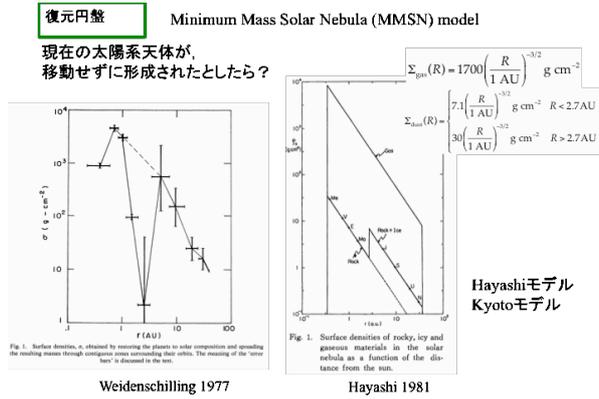
あるいは、熱的不安定が原因かも知れない。同じ面密度分布であっても、オパシティ (不透明度) の温度依存性によっては、対応する温度分布が複数ありうる。すなわち、「多重解」が存在する。複数の解のうちどのブランチに乗っているかによって、のちの進化は決定される。このブランチの「乗り換え」が生じ、その際に急激な質量の流れが生じる可能性がある。ただし、ブランチの乗り換えが生じるのはかなりの高温領域、すなわち円盤の内側である。観測される様々のデータをフィットできる理論かどうかは、検証されきってはいない。

out burst 時の高温状態が、CAI などの溶融を生じさせているのかも知れない。これによって短時間で大量の CAI が形成された、というシナリオは、あり得そうなものである。

[復元円盤]

実際の宇宙においては、多様な円盤が存在し、またそれらを舞台とする多様な惑星形成が生じているのかも知れない。しかし惑星形成の理論研究を行うにあたっては、まず円盤の姿が分かっていないと話が全く進まない。

そこで、それらしい円盤を作業仮説としてモデル化し、これを用いて微惑星形成以降を議論しようという試みがなされた。「現在の太陽系天体が、移動を経ずにその場所で形成されたのだとしたら」という考えのもとで、過去に存在したであろう円盤の面密度分布を決めるものであり、このような円盤モデルを「林モデル」、「京都モデル」などと呼ぶ (Weidenschilling 1977, Hayashi 1981)。



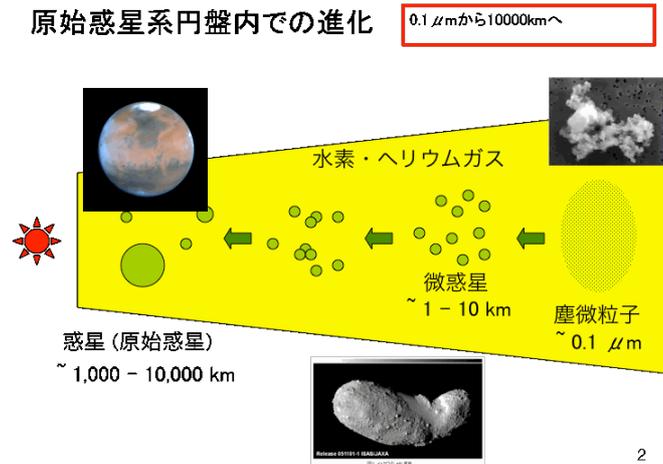
58

今でこそ円盤の観測データがあるが、当時はなかった。それでもなお研究を進めるための、惑星形成理論の転換点となった画期的なアイデアである。

- Q. 面密度が外に行く程小さくなっているのはなぜか。木星の質量は大きい。
- A. 林モデルは、簡単に言えば現在の惑星を砕いて円盤状にばらまいたようなもの。太陽から離れるほどに、質量がばらまかれるべき面積は広がる。
- Q. Hayashi 1981 について。スノーライン前後での、固体面密度の増加量は何に基づくのか？
- A. 太陽組成に基づく。太陽組成で氷を凝縮させるとこの程度になる。

4. 固体微粒子の進化

惑星形成とは、大雑把に言えばダスト微粒子 (~0.1 μm 程度) から惑星 (~1,000-10,000km) までの進化である。



ダストは、もともと宇宙空間にあるときは例外無く非晶質 (アモルファス) となっている。ところが円盤中には結晶が観測されている。太陽系の彗星中に含まれるダストも結晶を含む。どのようにして、結晶質のダストは形成されるのか。

[円盤の観測]

円盤を空間分解してスペクトルをとると、中心星近くと外側とでは異なった特徴が見られる。より中心星に近い側では、結晶としての特徴が見て取れる。

van Boekel et al. 2004

	Crystallinity (%)				Fraction of large grains				Crystalline olivine to pyroxene ratio			
	Inner disk	Outer disk	Inner disk	Outer disk	Inner disk	Outer disk	Inner disk	Outer disk	Inner disk	Outer disk	Inner disk	Outer disk
HD 163296	40 ⁺¹⁰	13 ⁺¹⁰	85 ⁺¹⁴	85 ⁺¹⁰	2.2 ^{+1.1}	-	-	-	-	-	-	-
HD 164432	54 ⁺¹⁰	10 ⁺¹⁰	90 ⁺¹⁰	25 ⁺¹⁰	2.0 ^{+1.2}	-	-	-	-	-	-	-
HD 164507	59 ⁺¹⁰	40 ⁺¹⁰	65 ⁺¹⁰	80 ⁺¹⁰	2.1 ^{+1.2}	0.9 ^{+1.1}	-	-	-	-	-	-

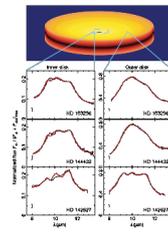


Figure 1: Infrared spectra of the inner (1.6 μm) and outer (2.2 μm) regions of three Herbig Ae stars. The upper disk spectrum of each star is shown in red, and the lower disk spectrum is shown in blue. The spectra are plotted as flux density versus wavelength. The spectra are labeled with the star name and the position (inner or outer disk) and the wavelength. The spectra show the characteristic absorption features of crystalline olivine and pyroxene. The spectra are also labeled with the crystallinity and the fraction of large grains and the crystalline olivine to pyroxene ratio.

Herbig Ae/Be星
質量 - 太陽質量の数倍
形成期の若い星

上図は、赤外で Herbig Ae/Be 星という星まわりの円盤を観測したもの。太陽より数倍重く、若い形成期の星である。

また、間欠的に明るくなる天体、つまり前述の out burst を起こす天体の、活動期にのみ結晶質のスペクトルが見られているという報告もある。

Abraham et al. 2009

EX Lupi: M0型星, “EXors” (間欠的 outburstを起こす)

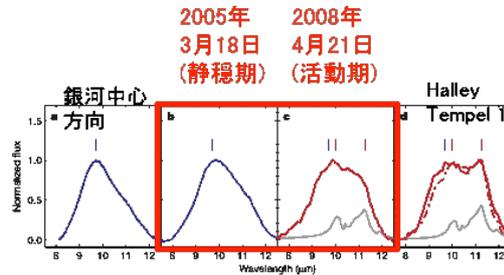


Figure 1 | Silicate emission in the 8–12- μm range. a, Spectrum of interstellar grains measured in the direction of the Galactic Centre¹. b, Spitzer Infrared Spectrograph spectrum of EX Lupi, obtained on 2005 March 18, in quiescent phase. c, Our Spitzer spectrum of EX Lupi, obtained on 2008 April 21, in the middle of the present outburst. d, Red line, ground-based spectrum of Comet 1P/Halley²; dash-dot line, Spitzer spectrum of the ejecta from Comet 90Y/Tempel 1 during the Deep Impact experiment¹⁴ (available in the Spitzer archive). After a linear continuum removal, the spectra were normalized to their peak values. In a, we see the characteristic triangular shape profile attributed to amorphous silicate grains; the vertical

blue dash at 9.7 μm (repeated in all panels) corresponds to the peak wavelength of the amorphous silicate profile as measured in the laboratory¹¹. In b, the EX Lupi spectrum closely resembles the amorphous profile, with some slight excess on the long-wavelength side. In c, peaks and shoulders due to crystalline silicates can be identified. Peak wavelengths of forsterite at 10.0 and 11.2 μm , as measured in laboratory experiments^{12,13}, are marked by red dashes. The gray curves in c and d display the emissivity curve of pure forsterite¹⁵, assuming representative silicate grain temperatures of 1,250 K and 300 K, respectively. Panel d shows that the same crystalline features can be observed in cometary spectra.

9

彼らの主張によると、観測された結晶質ダストは、円盤の内部からわき出してきたのではなく、その表面で作られたのだろうという。ダストは 1000K ほどまで上がると結晶に相転移するが、それが out burst によって引き起こされているのではないかというもの。すべての結晶質ダストの起源がこれとは言えないが、ひとつの例として。

他にも結晶質ダストの観測例はたくさんある。

Sargent et al. 2009

T Tauri型星 65個
おし座分子雲
Spitzer望遠鏡で観測

- ・結晶化ダストはたくさんある
- ・サイズ成長した(数ミクロン)ダストを持つ円盤は少ない

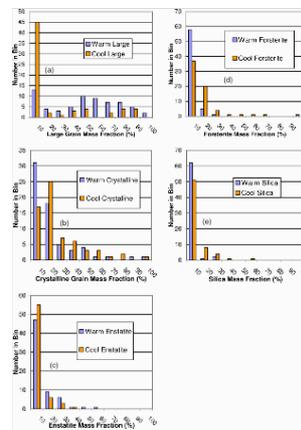


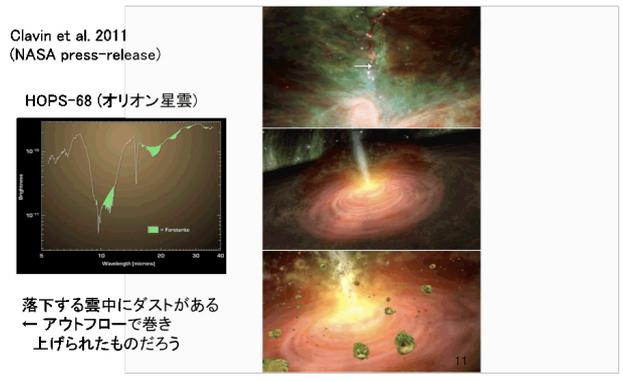
Figure 14. Warm vs. cool dust histograms. In the upper left is the large grain mass fraction histogram. In the middle left is the crystalline grain mass fraction histogram. In the lower left is the warm grain mass fraction histogram. In the lower right is the silica grain mass fraction histogram. The number of model-measured warm grain mass fraction within a given bin is represented by the length of the blue rectangle in the histogram that bin. The orange rectangles to the right are for cool grain mass fraction.

10

上図は、Tタウリ型星を統計的に観測し、どの場所にどの程度の結晶質ダストが存在するかというのを調べたもの。その形成プロセスは明らかではないものの、確かに円盤内には結晶質ダストが存在するらしいことが分かる。

Q. なぜ結晶質ダストが円盤中に？

A. すべての結晶質ダストが、それぞれどういう経緯で出来たのかを説明する理論はない。ある特定の場合については、out burst が原因だろうと推察できることもあるが。



結晶質シリケートの吸収が見えている。これは、円盤の上空に浮かんでいる低温のダストに由来するだろうとしている。宇宙空間から円盤に降ってくるダストは非晶質である筈なので、一度円盤中で結晶化し、それがアウトフローで円盤上空に巻き上げられたものが見えているのだろうという。結晶化の要因となる加熱過程としては、宇宙線かも知れないし、アウトフローによる加熱かも知れない。

Q. アウトフローの温度は？

A. いろいろある。中心星の近くから出るアウトフローは 1000K にもなるし、遠くからのものであれば低温にもなる。

Q. ダストが蒸発したりはしないのか？

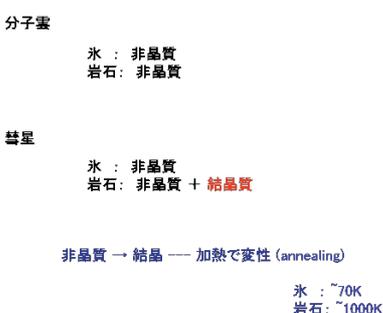
A. 結晶になるためには蒸発したのちに凝結しても良い。サイズの問題はあるかも知れないが。

結晶質ダストの由来がアウトフローにあるとすると、円盤内に「R 方向外側への」ダストの移動があることになる。これは円盤中の物質移動という視点で興味深いアイディアである。

[彗星内結晶質シリケートの問題]

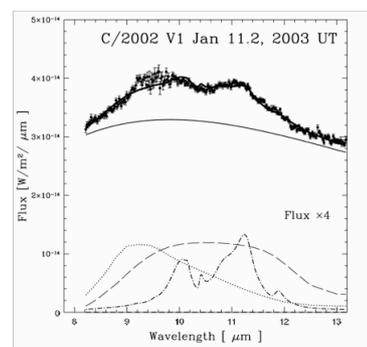
彗星中にも結晶質シリケートが含まれている。これはスペクトルの観測からも分かる。

彗星内の結晶質シリケートの問題



C/2002 V1 (NEAT) 彗星内にある岩石質微粒子のスペクトル

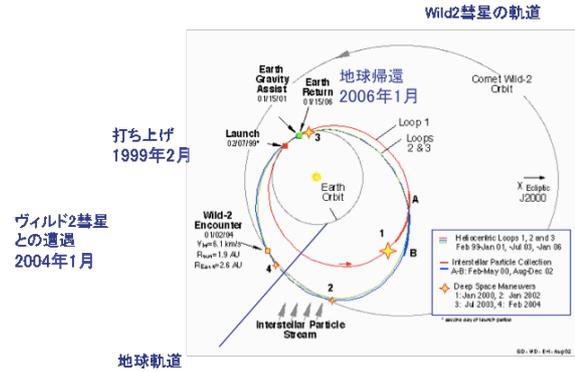
シリケート結晶が存在！



これらは、やはり 1000K 程度までの加熱変成を受けている筈である。

彗星中のダストを、直接手に取って調べるといふ試みもなされた。

“Star Dust”プロジェクト

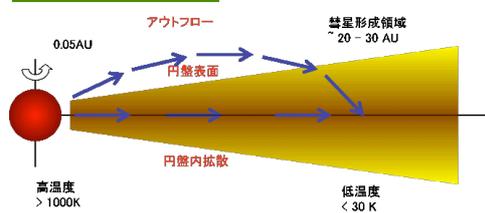


14

これが“Star Dust Project”であり、ヴィルド 2 という彗星の近くまで探査機を飛ばし、直接にダストを採集したといふもの。その結果、彗星中には隕石と同様に CAI やコンドリユールのような粒子があることが分かった。これらは、高温を経験しているシリケイトである。

彗星が形成されるのは、20~30AU というごく低温 (30K 以下) の領域であると考えられている。このような場所で作られる彗星中に高温溶融を経験したシリケイトを埋め込むには、高温を経験したダストをそうでないものに「混ぜ込む」必要がある。アウトフローによって舞い上がったものが混ざり込んだのか、円盤中を拡散してきたのか (確率的には小さいが、乱流拡散である程度の割合が R 方向外側に輸送される可能性がある)、などが考えられる。これを明らかにするには、太陽系内の物質循環を考える必要がある。

結晶質シリケイトの混入

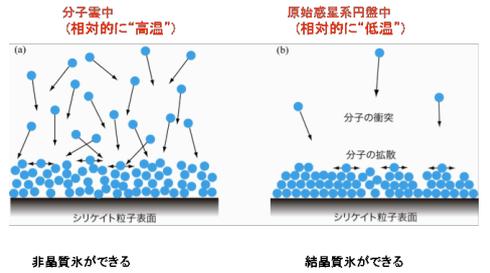


- ・太陽近傍で結晶化した固體微粒子が外に運ばれた?
- ・太陽系内物質循環?

26

一方、彗星の氷は「非晶質な氷」である。また、低温のまま保持されないと存在しない筈の物質 (揮発性物質) の含有も確認されている。

彗星の「氷」はいつ凍ったか？



23

彗星の氷は「いつ」凍ったか。最近の理解としては、分子雲中で凍った氷がそのまま彗星に含まれているのだろうと思われている (Kouchi et al. 1994)。分子雲中で凍ると非晶質だが、円盤中で凍ると結晶質の氷になる。これは、衝突しあう粒子のフラックスと、氷の中で分子が拡散して結晶の定位置につくまでのタイムスケールを比較することで分かる。この二つの大小関係は密度と温度で決定され、分子雲中では非晶質、円盤中では結晶となる。

Q. 結晶の氷が非晶質化したという可能性は？

A. 結晶を非晶質化するのは宇宙線であり、宇宙線は彗星内部にまでは浸透しない。採取されたダストは彗星内部に由来すると思われている。

また、太陽系以外の円盤中にも氷の存在が観測されている (Honda et al. 2008)。これは初めての観測事実であり、それまでは円盤中の氷の有無は観測的に分かっていなかった。

Q. その氷は結晶質か？

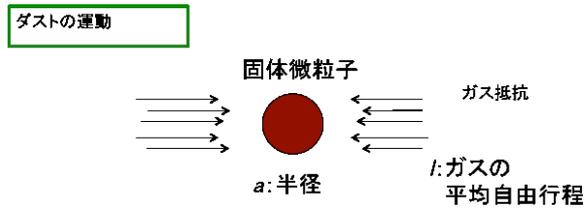
A. わかっていない。

Q. 太陽系でいうとどのあたりか。

A. 100AUあたり。だが、スノーラインとの比較には注意が必要。太陽より明るい天体なのでスノーラインは太陽の場合よりずっと外にある。また、円盤表面のスノーラインは midplane の場合とは変わってくる。また、温度としては氷があってもいい領域だが、非熱的な効果によって氷がなくなってしまうという場合もある。この観測での 100AU というのは、氷があっという領域である。

[ダストの運動]

ダストが空間的にどのように移動していくか。ダスト粒子はガスの中を漂っているわけだが、ガスとの相対速度がある場合にはガス抵抗を受けることになる。



$$F_{\text{drag}} \approx \begin{cases} \frac{4\pi}{3} a^2 \rho_g c_s (v_g - V_d) & l > a \quad \text{分子流: Epstein則} \\ 3\pi l a \rho_g c_s (v_g - V_d) & l < a \quad \text{流体: Stokes則 (Re < 1)} \end{cases}$$

$$l = \frac{1}{n\sigma} = 1.4 \text{ cm (} r = 1\text{AU of MMSN)} \quad \text{Re} = \frac{a |v_g - V_d|}{\nu}$$

$$= 130 \text{ cm (} r = 5.2\text{AU of MMSN)}$$

$$\sigma = 2 \times 10^{-15} \text{ cm}^2$$

29

ここで注意しなくてはならないのは、ガスの密度が小さいとき、ガスを「粒子」として見なさなくてはならない場合があるということである。すなわち、ガスの平均自由行程がダストのサイズを超えるかどうかで、抵抗の効き方が変わってくる。ガスを流体と見なせるときには Stokes 則、粒子と見なさなくてはならないときには Epstein 則に従う。前述の復元円盤では、1AU で 1.4cm、5.2AU で 130cm 程度がガスの平均自由行程であり、これより小さな固体粒子については Epstein 則が適用される。

ガスとダストとの相対速度がなくなるまでのタイムスケールを Stopping Time という。そのタイムスケールは、ガスを流体として見なすか粒子として見なすかで変わってくる。

相対速度がなくなるタイムスケール: stopping time

$$m \frac{d(V_d - v_g)}{dt} = F_{\text{drag}} = -\frac{4\pi}{3} a^2 \rho_g c_s (V_d - v_g) \quad (l > a: \text{Epstein則のとき})$$

$$V_d - v_g = (V_d - v_g)_0 \exp\left[-t/\tau_s\right]$$

$$\text{stopping time} \quad \tau_s = \frac{a \rho_s}{c_s (\rho_g + \rho_s)} \quad l > a: \text{Epstein則}$$

$$\tau_s = \frac{9}{4} \frac{a^2 \rho_s}{l c_s (\rho_g + \rho_s)} \quad l < a: \text{Stokes則}$$

例えば, @ 1AU

$$\tau_s = 7 \times 10^3 \left(\frac{a}{1\text{mm}}\right) \text{ sec} \quad \tau_s = 3.6 \left(\frac{a}{1\text{m}}\right)^2 \text{ yr}$$

30

たとえば、1AU では 1mm のダストで 7000 秒、1m のものでは 3.6 年ぐらいとなる。このように、ダストのサイズによってガスの運動への緩和時間が変わってくる。小さいほどガスに追従するようになる。

r方向の運動方程式

ガス

$$\frac{\partial v_{r,g}}{\partial t} + v_{r,g} \frac{\partial v_{r,g}}{\partial r} - \frac{v_{\phi,g}^2}{r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} + 2\Omega_* v_{\phi,g} - \rho_s A (v_{r,g} - V_{r,s})$$

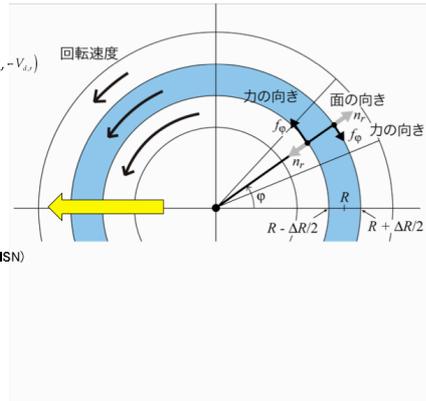
ダスト

$$\frac{\partial V_{r,d}}{\partial t} + V_{r,d} \frac{\partial V_{r,d}}{\partial r} - \frac{V_{\phi,d}^2}{r} = 2\Omega_* V_{\phi,d} - \rho_s A (V_{r,d} - v_{r,g})$$

圧力勾配 / 重力 × 2

$$\eta = -\frac{1}{2} \left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} / r \Omega_*^2 \right) = -\frac{1}{2} \left(\frac{c_s}{V_r} \right)^2 \frac{\partial \ln p}{\partial \ln r}$$

$$= 1.8 \times 10^{-3} \left(\frac{r}{1 \text{ AU}} \right)^{1/2} \text{ (MMSN)}$$

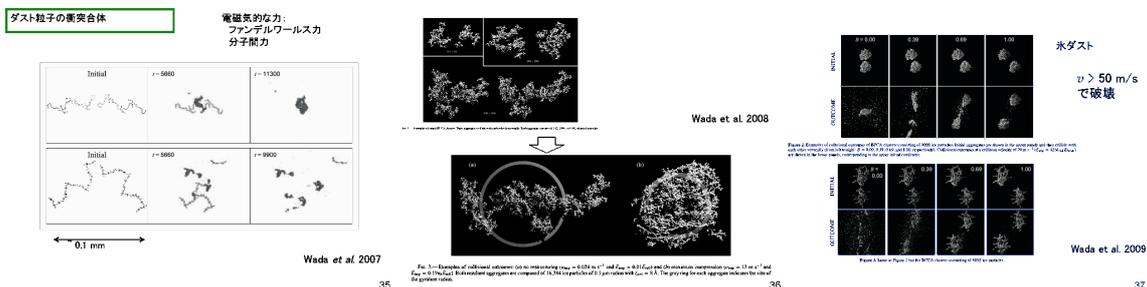


ダストとガスについて、R方向の運動方程式を立ててやる。ガスにはガスの圧力勾配の力が存在し、外向きの圧力勾配がある場合には R 方向外側に力がかかる。このときガスは「実効的に弱い重力（重力と圧力勾配の力の差）」に従った、遅いケプラー運動をすることになる。たとえば 1AU だと、重力の 1/1000 ほどの圧力が効く。これに対してダストにはそういう効果がないので、そのままケプラー運動をしようとする。総じてダストとガスとの間には速度差が生じ、ダストから見れば前方からの「ガスの向かい風」を受けることになる。これが角運動量を奪い、ダストは中心星に向けて落下していくことになる。

この定常解を求めてやると(Nakagawa+ 1986)、ダストが 20cm 程度のときに R 方向落下速度が最大となる。このとき、1AU では90年という短時間で落下する。これでは惑星が形成されるよりもはやく、その材料であるダストが中心星に落ちてしまう。これを「ダスト落下問題」という。なお、これよりもダストが小さく、ガスとカップリングしている場合には落下しない。

[ダスト粒子の衝突合体]

以上はダストサイズを一定にしていた。ダストのサイズが落下よりはやく成長できるなら、落下問題を通り過ぎることができる。



上図は、分子間力によるダスト粒子の衝突合体を調べた一連の研究。衝突の速度や角度によって、合体する場合と破壊に至る場合とがある。氷を素材としたダストだと、50m/s 以上の速度での衝突で破壊される。

Q. 氷の場合とシリケイトの場合とで何が違うのか。

A. シリケイトの方が硬くて付着力が弱い。氷のほうがくっつき易いのは水素結合などが原因。ただし氷の物性については、本当なら実験によって定めなくてはならない。

衝突合体によってできるダストはフラフフィ (fluffy : ふわふわ) なものとなる。コンパクトなダストとフラフフィなダストでは抵抗則も変わってきて、運動の仕方にも影響が生じる。ダストが落下するかどうかは、このようにダスト合体成長とそれによる形状の決定に依存するはずである。

Okuzumi et al. 2012

氷ダスト、破壊なしモデル

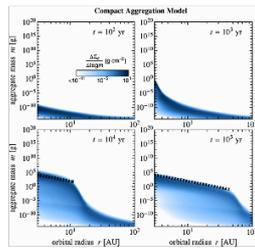


Figure 3. Aggregate size distribution $\Delta\Sigma/\Delta\log m$ as a function of orbital radius r for the compact aggregation model ($\mu_{\text{ice}} = 2.4 \text{ g cm}^{-3}$) as a function of orbital radius r and aggregate mass m . The dotted lines mark the aggregate size at which \dot{m}_r exceeds 0.

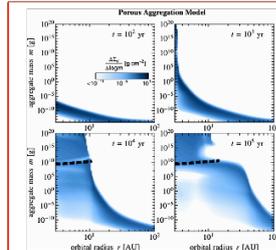
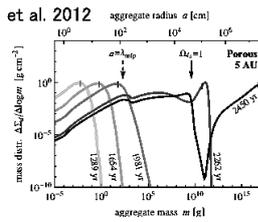


Figure 4. Aggregate size distribution $\Delta\Sigma/\Delta\log m$ as a function of orbital radius r and aggregate mass m . The dotted lines mark the aggregate size at which \dot{m}_r exceeds 0.

Okuzumi et al. 2012



微惑星ができる！

- 破壊は大丈夫？
- 岩石微惑星は？

上図の研究では、氷ダストで破壊なしのモデルを用い、合体したものがコンパクトな場合とフラフフィな場合とを比較している。フラフフィな場合の方が重いダストを作ることができ、重力不安定を経ずとも 1km サイズの微惑星を形成することができるという。ただしシリケイトでは無理であり、また衝突破壊を考慮していないという問題はある。

Q. フラフフィの場合、どのくらい重くなりうるのか。

A. シミュレーションの場合では、等質量同士の合体ではサイズの依存性はない。どこまでも大きな質量を作れる、という結果にはなっている。もちろんいずれ重力が効くようになるはずであるし、どこかで頭打ちにはなるだろう。km サイズにまで衝突合体で成長できればいい。

[微惑星形成過程の問題]

10km 前後の微惑星を形成するモデルには、

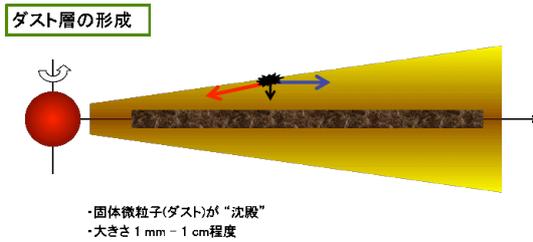
- ・連続合体成長モデル：

μm サイズから連続的に合体させて km サイズへ。最近のもの。

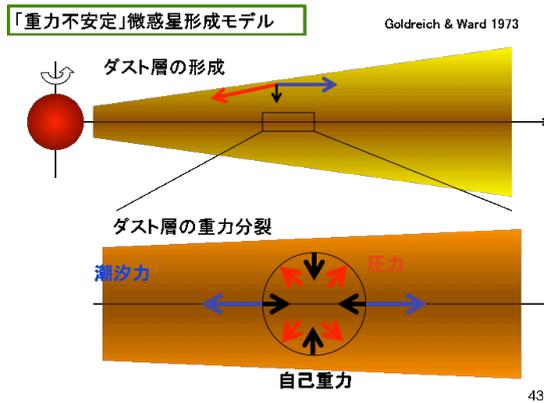
- ・重力不安定モデル：

重力不安定で一気に成長させる。m サイズを「避ける」ようなもの。古くからある。というものがある。

重力不安定が生じるかどうかの考え方に、ダスト層の形成がある。



円盤中のダストは、中心星からの重力のZ方向成分によって、midplane 方向に落ちて行く。その落ちるプロセス中での合体成長も考慮すると、1mm から 1cm ぐらいのサイズを持ったダストが層構造をなす。このダスト層の密度構造によっては、重力不安定が生じる可能性がある。

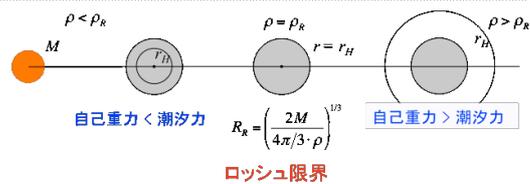


ダスト層では、より高密度に集まろうとする自己重力と、それを妨げようとする力（中心星による潮汐とガスによる圧力）がせめぎあう。重力と潮汐力の大小は密度によって決まる。円盤の密度が前述のロッシュ密度より高ければ、少なくとも潮汐力に打ち勝つことは出来る。

ロッシュ限界

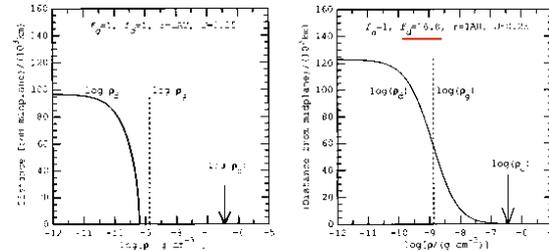
ρ と r を固定, R を変える $\rightarrow \rho_R$ が変化する $\rho_R = \frac{2M}{4\pi R^3}$

$$r_H = \left(\frac{m_1}{2M}\right)^{1/3} R = \left(\frac{4\pi/3 \cdot \rho R^3}{2M}\right)^{1/3} R = \left(\frac{\rho}{\rho_R}\right)^{1/3} r$$



重力不安定を生じさせるだけの密度が実現させるためには、ダスト層がごく薄くなる必要がある。たとえば 1AU 付近で復元円盤を考えると、ガスのスケールハイトの 1/10000 以下にまで薄くすれば重力不安定が生じうる。具体的には 100km 程度まで薄くしなくてはならない。ところが、ダスト層の回転速度と、その上空にあるガスの回転速度には差があるため、ケルビン-ヘルムホルツ不安定によってダストの巻き上げが生じてしまう。重力不安定を起こせるほどにダスト層を薄くするためには、この巻き上げが邪魔をする。

Sekiya 1998



ダストが、MMSNより10倍程度以上濃集すれば、ダスト層の重力不安定は起こる

48

上図の研究によると、ダストが復元円盤より 10 倍以上多ければ、ケルビン-ヘルムホルツ不安定による巻き上げに逆らってダスト層の重力不安定を起こすことができるという。

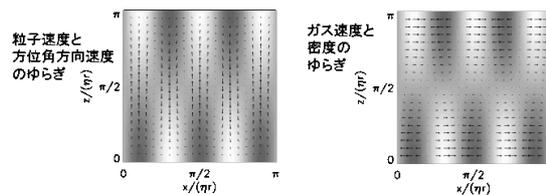
Youdin and Goodman (2005) が提案したのは、Streaming Instability (以下 SI) という重力以外の不安定によってダストを集めるプロセスである。

乱流中でダスト集積 → 重力不安定

★ Streaming Instability

Youdin & Goodman 2005

Nakagawa et al. 1986 の定常解は不安定



49

これによると、Nakagawa et al. 1986 の定常解は実は不安定であり、密度揺らぎが時間経過とともに成長して行くはずであるという。

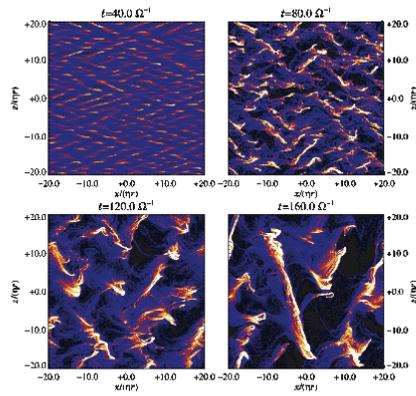


FIG. 2. Particle density snapshots for run 61c with fiducial time $z = 1$ at $\alpha = 0.1$ and a gas-to-stellar ratio of $\mu = 0.2$. Particle densities increase from black (zero density) to light yellow/white (solid angle μ of order of light). The vertical linear wavelength in the top-left panel results from the streaming instability feeding off the drift of the particles through the gas. Subsequent particle clumping is a result of the self-consistently generated turbulence: the nonlinear coalescence of dense particle clumps into larger filaments. [This figure is available as an animation in the electronic edition of the *Journal*.]

50

上図は SI の効果をシミュレーションしたものだ。SI の効果で乱流が生まれている。乱流によって密度がロッシュ密度以上に上がる領域があれば、その後は重力によって勝手に潰れていく。このプロセスによって、場合によっては一気に 1000km サイズの微惑星ができることもあるという。

乱流のある円盤中で、ダストがどう振る舞うのかを調べた研究に Cuzzi et al. 2001 がある。

“Turbulent Concentration” Cuzzi et al. 2001

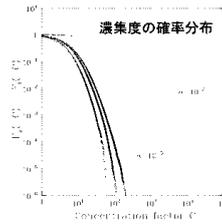


Fig. 4—Probability distribution functions (PDFs) for the fraction of particle time in regions with concentration factor greater than C ($P_f > C$), or, equivalently, the fraction of time spent by any particle in such regions ($P_f > C$). The four sets of curves are obtained directly from our numerical simulations; the associated curves are calculated from a single averaged PDF obtained from all three values of its dashed curve in Fig. 3). As discussed in § 5.2, the curves without points use the same PDF to produce PDFs in the large C corresponding to four plausible values: a value 10^{-1} (solid line), 10^{-2} (long-dashed line), 10^{-3} (short-dashed line), and 10^{-4} (dotted line).

54

これは、乱流の渦と渦との間の「停留点」とでも言うべき場所に、ダストが掃き寄せられるのではないかというアイディアのもと、その効果を確率論的に調べたものである。これによると、もともとの密度の数百倍、乱流の強さによっては数万倍にも高密度な領域が生じうるといふ。

Secular Gravitational Instability と呼ばれるアイディアもある。これは、古典的な重力不安定にガス抵抗の効果を加えることで、潮汐力の効果が無効化されるというもの (Youdin 2005)。ただし、不安定の成長は遅い。

あるいは、ダスト量が MMSN よりも少し多ければ、重力不安定が進行して、巨大衝突による微惑星形成に至るといふ研究もある (Takeuchi & Ida 2012)。

Q. 潮汐の効果が無力化されるとは？

A. 潮汐力は働いてはいる。が、式の上では潮汐力をガス抵抗が打ち消してしまう。

これまでに述べて来たように、ダストからの微惑星形成には様々な理論が提唱されているものの、どれも中途。また、円盤がどのように進化して来たかにも依存して様々な形成過程が考えられる。実際の微惑星がどのように出来るのかについては、いまだ混沌としていて明瞭ではない。しかしながら、

- ① ダストの組成変化と移動
- ② ダストの衝突合体 or 破壊
- ③ 微惑星の形成

という流れであろうと思われる。

最終的には観測と比較して、どのようなプロセスで微惑星が形成されるのかを明らかにしたい。彗星や小惑星の観測とつぎあわせて調べられれば素晴らしいと思っている。近いところでははやぶさ2など。

5. 微惑星から惑星へ

微惑星さえ作れば、そこ（1km サイズ）から先は重力によって支配される世界となる。

微惑星の合体成長

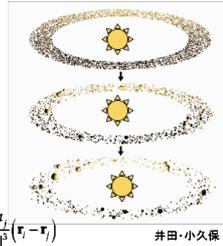
- ・太陽の周りを回る天体群
- ・多体相互作用

N体計算: 運動を調べる

$$m_i \frac{d^2 \mathbf{r}_i}{dt^2} = -\frac{GMm_i}{|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_{sun}|^3} (\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_{sun}) - \sum_j \frac{Gm_i m_j}{|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|^3} (\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j)$$

井田・小久保

衝突したら合体



第一近似的には、「微惑星は太陽の周りをまわる天体群である」と言える。そこに加えるべき第二近似的な効果として、微惑星同士の重力相互作用が効いてくる。基本的には三体以上の重力問題には解析解が存在しないので、コンピュータによるN体計算に頼らなくてはならない。

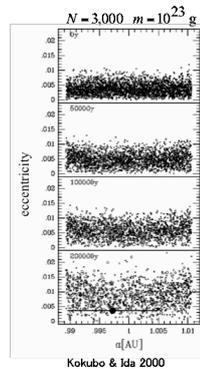
N体計算の例として、Kokubo and Ida 1996、2000がある。

暴走成長

- ・大きな質量の天体が先に成長
- ・質量大 → e 小
- エネルギー等分配

Particle-in-a-Box近似でよく理解できる

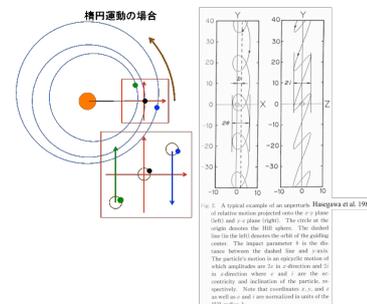
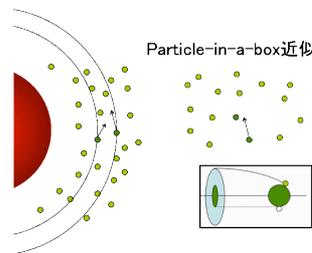
自由空間(外場なしの空間)内での運動・相互作用として近似



数としては少ない大質量の天体が、他に先んじて成長する「暴走成長」が見られている。また、そのような大質量天体の離心率は小さい（エネルギーの等分配より）。

この結果は、Particle-in-a-Box 近似(自由空間内での運動・相互作用としての近似)によってよく理解できる。これは「太陽の周りをまわっている」ということを一旦忘れ、外場としての重力の存在しない等方的な粒子群が、どのように衝突しまた合体するのかを考えるものである。

太陽周りの運動

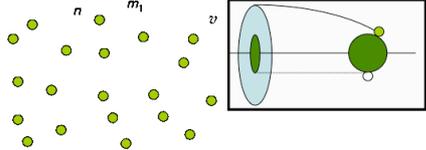


ある微惑星に乗った回転座標系で見ると、その前後の微惑星はレース状の運動をとる。直前直後だけでなく、少しずつズレた様々な位置の微惑星の軌道を考えると、まったくランダムに(等方的に)ぶつかってくるように見える。ただし、微惑星の Hill 半径に比べて周りの微惑星の振幅が十分に大きい必要はある。

振幅の大きさは、微惑星の楕円運動の離心率によって決定される。離心率は微惑星同士の重力相互作用による緩和によって決定される。シミュレーションでは結果的に離心率が十分に大きくなり、Particle-in-a-box 近似が採用できる状況になっている。

微惑星の成長率は、気体分子運動論における衝突確率と同様に見積もってやる事ができる。この際、衝突断面積を求める際には重力による効果も考える必要がある。

微惑星同士の衝突・合体・成長

$$\frac{dm_0}{dt} = m_1 n \sigma v = m_1 n \cdot \pi R^2 \left(1 + \frac{2G(m_0 + m_1)}{Rv^2} \right) \cdot v$$


$$\frac{dm_0}{dt} \sim m_1 n \cdot \pi R^2 \frac{2G(m_0 + m_1)}{Rv^2} \cdot v \sim m_1 n \cdot \pi R_0 \frac{2Gm_0}{v} \propto m_0^{4/3}$$

11

重力による、幾何断面積から衝突断面積への補正項は、重力エネルギーと運動エネルギーの比というカタチになっている。すなわち、重力が強ければそのぶん衝突断面積は大きくなる。また、衝突速度は円ケプラー運動からのずれによる速度差であり、気体分子運動論でいうところのランダム速度に対応している。適当な近似のもと (v が質量に依存しない、微惑星の質量と半径の関係が3乗、など)、微惑星成長率を「微惑星質量の 4/3 乗に比例」と得ることが出来る。

微惑星成長率が「微惑星質量の 4/3 乗に比例」ということは、大きい質量を持つ微惑星ほど他の微惑星に先んじて加速的に成長していく、ということである。これは、大きい質量の微惑星ほどより広範囲から質量を獲得出来ることに起因する。Kokubo and Ida 1998 では、大天体とたくさんの小天体があったとすると、その質量差は時間経過につれて大きくなっていくことを数値計算で示している。

$$\frac{dm_0}{dt} \propto m_0^{4/3} \text{ のとき} \quad \text{初期 } m_0 > m_1$$

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{m_0}{m_1} \right) = \frac{m_0}{m_1} \left(\frac{1}{m_0} \frac{dm_0}{dt} - \frac{1}{m_1} \frac{dm_1}{dt} \right) \propto \frac{m_0}{m_1} (m_0^{1/3} - m_1^{1/3}) > 0$$

質量差が広がる！ → 暴走成長

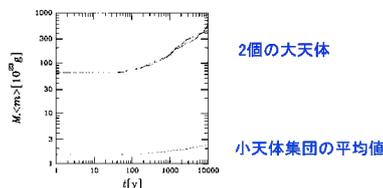


FIG. 3. Time evolution of the masses of the two protoplanets (solid curves) and the mean mass of the planetesimals (dashed curve).

Kokubo & Ida 1998

12

質量の大きな微惑星の離心率が小さいことについては、気体分子運動論からのアプローチによって理解出来る。

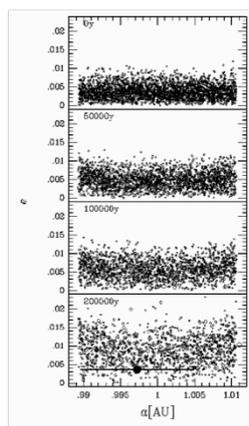
エネルギー等分配

- ・自由空間中の粒子集団 (気体分子運動論)
- ・平衡状態

$$\frac{1}{2} m_1 v_1^2 \approx \frac{1}{2} m_2 v_2^2$$

$$m_1 > m_2 \quad \text{ならば}$$

$$v_1 < v_2$$

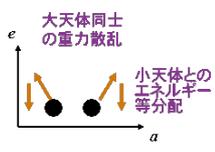


自由空間中の粒子集団を考える。ひとつひとつの粒子の質量が異なるとして、かつエネルギー的に平衡に至っていたとすると、「重くて遅い」粒子と「軽くて速い」粒子とが併存することになる。ところで Particle-in-a-box 近似での粒子の速度は、本を正せば楕円運動における離心率に対応する。すなわち「重くて遅い」粒子は「重くて離心率が小さい」微惑星に対応し、「軽くて速い」粒子は「軽くて離心率の大きい」微惑星に対応する。これが、大質量の微惑星ほど離心率が小さくなることの原因であると考えられる。

基本的には、暴走成長を経て惑星が形成されるのだと考えられる。しかしこのような暴走成長は、いつまでも同じように続くわけではない。いずれ、「寡占成長」と呼ばれるフェーズに移行する。

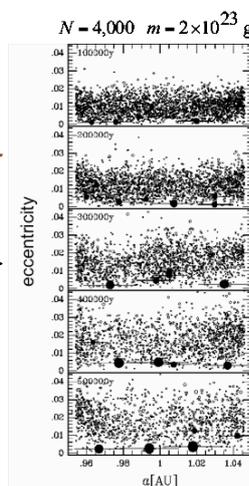
寡占的成長

- ・大天体の重力のため、小天体の e が増大
- ・軌道反発



$$\Delta a \approx 10-15 r_H$$

$$r_H = \left(\frac{M}{3M_{\text{sun}}} \right)^{1/3} a$$



十分に大きく成長した微惑星は、まわりの小さな微惑星のランダム速度を大きくする。これが原因で大質量微惑星の質量成長率が小さくなる。そのあいだに追いつくようにして成長して来た天体も、同様のフェーズに入って成長率を落とす。このようにして、似たようなサイズの大質量微惑星が複数、並んで出来上がることになる。大質量微惑星同士は軌道反発し、軌道間隔を広げつつ離心率も大きくなるが、同時に小惑星との角運動量分配によって離心率を下げられる。結果として、およそ 10 Hill 半径程度の軌道間隔となる。

こうなると、微惑星の成長は一旦終わることになる。復元円盤では 0.1 地球質量（1 火星質量）程度まで成長し、その後は目に見えた成長はできない。このように、寡占成長段階に入った結果できあがる火星規模の天体を「原始惑星」と呼ぶ。こののち「巨大衝突」の時代に入る事で、いま太陽系にあるような惑星が形成される。

Q. ガスがないのに離心率が大きくなるのはなぜか。

A. 離心率があがるほど、離心率は大きくなりづらくなる。これは、ランダム速度の上昇によって重力が効きづらくなるからである。ガスなしでも離心率が大きくなる事に不自然はない。

Q. 惑星間隔が 10Hill 半径になるというのはなぜか。

A. なぜ「10」という数字なのかという問いに対しては、数値計算の結果、としか言えない。

Q. なぜ大質量微惑星同士の間隔は広がるように進化するのか。

A. 離れた方がポテンシャルのより低い場所に移れるため。重力ポテンシャルの分布が上に凸であることによる。

$\Delta r \sim 10r_H$ 程度の全ての固体質量を集めた質量、言い換えれば原始惑星が掃き切った質量を、「孤立質量」と呼ぶ。

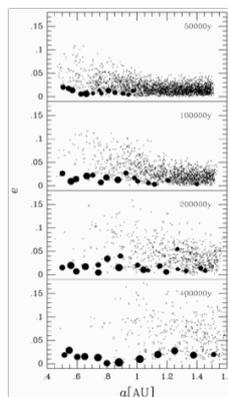
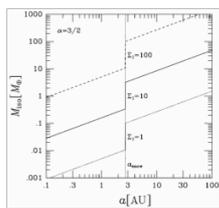
孤立質量

$$\Delta r \sim 10r_H$$

+ 円盤モデル
(初期微惑星空間分布)

→ 原始惑星の質量

$$M_{iso} = 2\pi r \cdot 10r_H \cdot \Sigma_{solid}$$



Kokubo & Ida 2002 Fig. 10c 15

上図で見られる孤立質量の「跳び」は、スノーラインをまたぐことで円盤の固体成分の面密度が跳躍することによる。

孤立ののち、やがてガスがなくなることで軌道が不安定化し、離心率の増大に至る。その結果、原始惑星同士が衝突して合体したり破壊されたりする「巨大衝突時代」に至る。

ここまでのシナリオにも問題はあ

- ・ 太陽系の惑星の離心率は小さい。
⇒ 離心率が上がらないと巨大衝突による成長は出来ない。
- ・ 火星の質量は小さい (原始惑星程度)。
⇒ 火星程度の原始惑星が複数形成されたはず。

など。

火星の質量が小さいことを説明する理論のひとつに、Hansen (2009)がある。

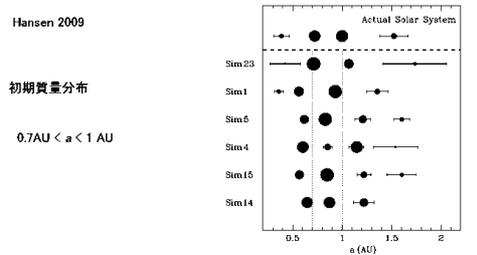


Figure 2. Top system is the observed terrestrial planets, Mercury, Venus, Earth and Mars. Below are six realizations of a simulation which begins with 2 Earth masses of material spread uniformly between 0.7 and 1 AU (as indicated by the vertical dotted lines). The size of the plotted points scales as the cube root of the planet mass, that is, approximately with the linear dimensions. The horizontal error bars indicate the radial excursions that result from the planetary eccentricity. We see that Earth and Venus analogs form naturally around the location of the annulus, while Mercury and Mars analogs are often produced by remnant bodies that are scattered out of the forming region and eventually become dynamically decoupled.

17

そもそも微惑星が狭い円環領域(0.7AU<a<1AU)にのみ存在したとするモデル。そもそも火星あたりに物質が無かったとすれば、太陽系の地球型惑星をうまく再現できるという。

ここまでの話で出来るのは、岩石や氷の塊である。このような固体の「コア」が、その重力によって円盤からガスを集めてこない限りは、木星や土星をつくることはできない。

ガス惑星(木星・土星)の形成

- ・ 原始惑星大気
 - 重力 ⇄ 微惑星落下による熱(圧力) で平衡
 - Kelvin-Helmholz time (cooling時間)
- $$t_{KH} \approx GM_{core}M_{atm}/RL \approx 10^{10}(M_{core}/M_{\oplus})^{3.5} \text{yr}$$



比較: 円盤ガスの存在時間

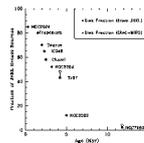


Fig. 17. Comparison of the Kelvin-Helmholz time (KH) necessary to cool the protoplanet to the Kelvin-Helmholz time (KH) of the protoplanetary disk. The KH time of the protoplanet is much shorter than the KH time of the protoplanetary disk. This is the reason why the protoplanets can accrete the gas and become gas giants.

Sicilia-Aguilar et al. 2006a

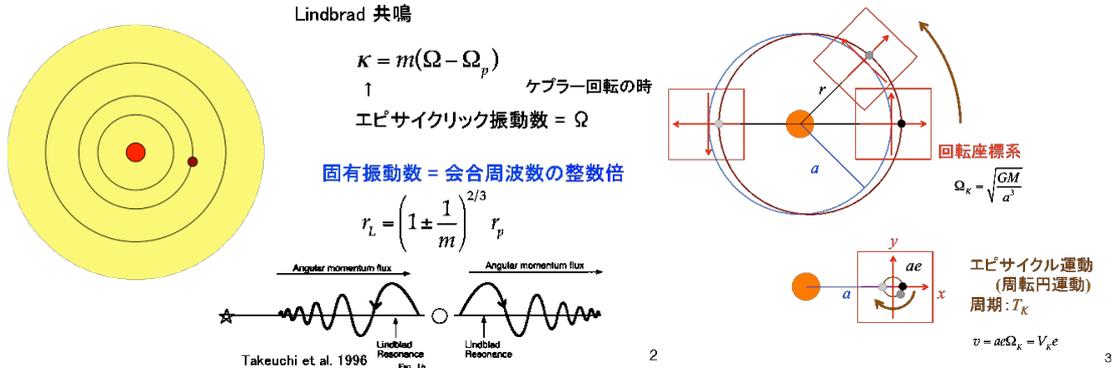
重力でものを集めようとする、落下による熱(による圧力)が重力に抗って、ある平衡状態が作られる。これを更に縮めるためには、熱を捨てて冷やさなくてはならない。言い換えれば、重力エネルギーを輻射として捨てなくてはならない。縮む速さは熱を捨てる速さによって決まり、このタイムスケールをケルビン-ヘルムホルツ時間と呼ぶ。Ikoma+00によると、ケルビン-ヘルムホルツ時間は固体コアの質量に依存し、これを円盤ガスの寿命(観測から10⁷年程度)より短くするには10地球質量程度のコアが必要となる。

6. 惑星系の形成

惑星系の形成において、未解決の問題はたくさんある。そのひとつが「惑星落下問題」である。

[惑星移動 (タイプ I 移動)]

惑星移動 (Type I migration)



ガスと原始惑星との間で生じる重力相互作用を考える。原始惑星と、原始惑星から少し軌道のズれたところのガスとの間では、Lindblad 共鳴と呼ばれる共鳴現象が生じる。

「共鳴」の例： ブランコの固有振動に対して、何倍かの振動数で外から力を加える場合などある場所でのガスの固有振動と同じタイミングで惑星がガスと会合するとき、この共鳴によって振動が増幅される。

Takeuchi et al. 1996 によれば、こうして生じたガスの「波」によって、惑星の角運動量が輸送される。すなわち、ガスが惑星を移動させる。これを「タイプ I 移動」と呼ぶ。惑星より内側のガスは惑星の角運動量を増やすように、外側のガスは減らすようにはたらく。仮に内外対称であれば惑星は移動しないのだが、じつは非対称である。

Tanaka et al. 2002

- ・等温ガス円盤, 3D構造
- ・トルク

$$t_i = \frac{1}{2.7 + 1.1q} \left(\frac{M}{M_*}\right)^{-1} \left(\frac{\Sigma_g r^2}{M_*}\right)^{-1} \left(\frac{c_s}{V_K}\right)^2 \Omega_K^{-1} \quad \Sigma_g \propto r^{-q}$$

$$\approx 5 \times 10^4 \left(\frac{M}{M_{\text{Earth}}}\right)^{-1} \left(\frac{r}{1 \text{ AU}}\right)^{3/2} \text{ yr}$$

「惑星落下問題」

4

Tanaka et al. 2002 によると、等温ガス円盤では角運動量を外に渡す方が大きくなり、およそ5万年という短時間で太陽に落ちてしまう。これは惑星形成のタイムスケールに比較しても小さいものであり、「惑星落下問題」と呼ばれる大問題である。

Q. 等温ガス円盤とはなにか。

A. 円盤内の空間的な温度分布が一様な円盤。この「等温」という条件がじつは重要で、これをはずすと惑星移動の向きが変わったりする。

等温ではないガス円盤ではタイプ I 移動がどのように働くかを調べた流体計算 Paardekooper & Mellema (2006)がある。

Paardekooper & Mellema 2006

- ・非等温ガス円盤
- ・3D流体計算
- with 輻射エネルギー輸送
- ・トルク

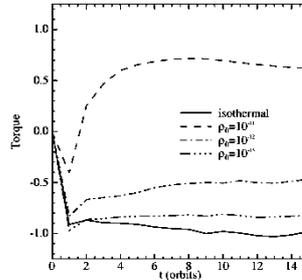


Fig. 1. Total torque on a $5 M_J$ planet as a function of time for three different midplane densities, together with the isothermal result. The torques are normalized to the analytical value found by Tanaka et al. (2002), which is reproduced by the isothermal simulation. For high densities (and thereby for high opacities) the torque becomes positive, indicating outward migration.

5

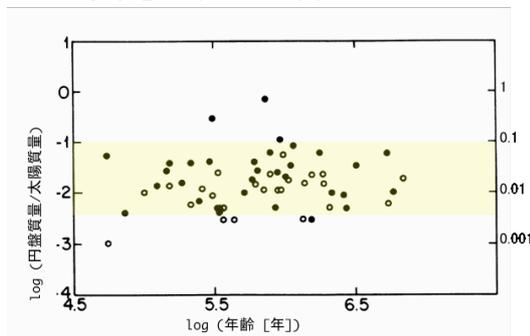
完全に等温であれば惑星を内側に移動させるようなトルクがかかるが、非等温の場合に円盤の密度分布を様々に振ってみると、外側へ動く場合もある。これは、惑星の進行方向に高密度領域が形成され、これによって惑星が角運動量を獲得することによる。円盤の R 方向エントロピー構造のベキが強いほど、より外側に移動しやすくなる。

[惑星の多様性]

これまでに見て来たような個々のプロセスを統合して、どのような惑星系が出来るのかが知りたい。

まず円盤の質量が様々である。

原始惑星系円盤の質量

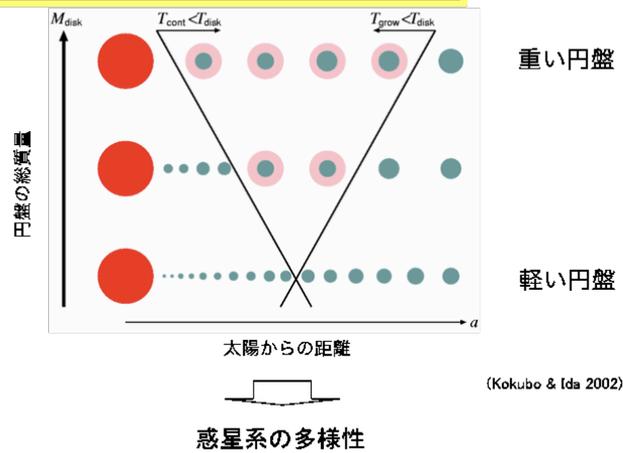


Beckwith et al. 1990, AJ 99, 924

10

上図の研究によると、円盤質量／太陽質量の値が、同じ年齢の円盤であっても3～4桁も散らばっている。円盤の質量が様々であれば、多様な原始惑星形成が考えられる。

ガス・塵微粒子円盤 → 微惑星 → 原始惑星



11

上図は、円盤質量の大小と形成される惑星系の姿を描いたもの。円盤のガスが晴れるまでに原始惑星がどのくらいあるか、あるいはまったく出来ないかで質的に様子が大きく変わる。円盤の質量に対応した孤立質量に合わせて、

- ・ 重い円盤：ガス惑星ばかり。内側でも 10 地球質量を超えたコアが作られる。
- ・ 軽い円盤：原始惑星の質量が小さいので、ガス惑星ができない。

という描像となる。ちょうど良い円盤質量の場合で、ガス惑星がふたつできるような場合であれば太陽系が作りうるという。

Q. 円盤の質量と中心星の質量に相関はあるのか？

A. 質量が大きい中心星周りに大きい質量の円盤がある傾向はある。

[Population Synthesis]

円盤の質量や質量分布などをパラメータとして振って、それぞれの場合にどのような惑星が出来るのかを統計的に調べようという試みがなされている。

Ida & Lin 2004

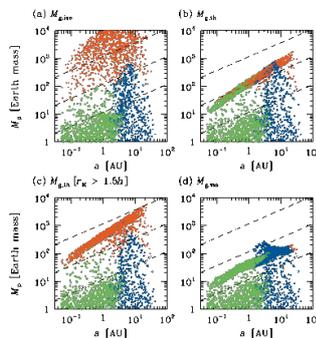


FIG. 3. Theoretically predicted distribution based on the one-planet model for gas giant planets. The range of parameter space is: $M_{\text{star}} = 1 - 1.5 M_{\odot}$, $M_{\text{disk}} = 0.01 - 0.1 M_{\odot}$, $a = 0.1 - 100 \text{ AU}$. The green lines indicate the disk mass distribution and the blue lines indicate the planet mass distribution. The dashed lines represent the planet mass distribution for the one-planet model. The solid lines represent the planet mass distribution for the one-planet model. The dashed lines represent the planet mass distribution for the one-planet model. The solid lines represent the planet mass distribution for the one-planet model.

12

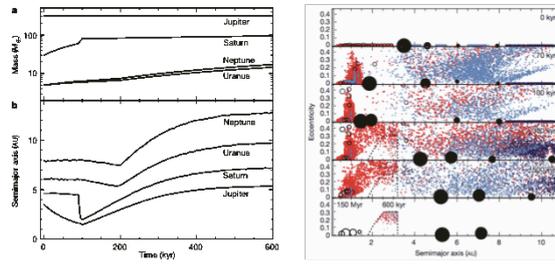
上図は、そういった一連の研究のうち最初期のもの。いくつかのモデルごとに、様々にパラメータを変えて計算し、それを観測結果と比較している。これによってモデルの妥当性を評価したり、パラメータを制限したりといったアプローチができる。

[太陽系の再現]

いまの太陽系を再現することに特化したモデルとして、“The Grand Tack Scenario”というものがある。Tackとは「留めピン」の意味。

太陽系の形成に特化したモデル:

The Grand Tack Scenario (Morbidelli et al 2012)



Walsh et al. 2011

- ガス惑星/氷惑星
- 地球型惑星
- 小惑星
- ...

14

木星が4AUあたりで生まれ、1.5AUあたりまで近づいたのちに5AUまで後退する。これは土星があとから生まれたためであるという。この際、もともと1AUあたりにいた微惑星は押し込められて熱くなる（離心率が上昇する）。このように考えれば小惑星を形成しつつ地球型惑星も作る事ができ、火星が小さいことも「木星が微惑星を蹴散らしてしまった」ことから説明できるという（Hansenらの初期条件が実現できる）。また、小惑星の組成分布も説明出来るという。

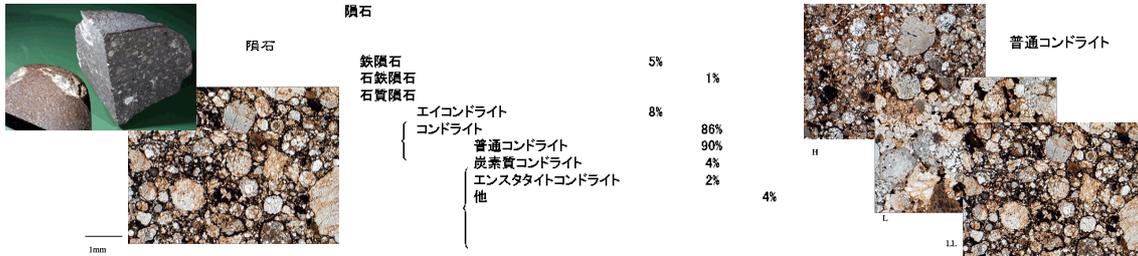
聴衆コメント：あとから太陽系を混ぜて良いということになると、彗星に含有されるシリケイトが結晶質であることの原因をここに求めることも出来るだろう。いまはカイパーベルトにいても、過去には今で言う小惑星帯あたりにいた、など。

7. 隕石の起源と惑星形成

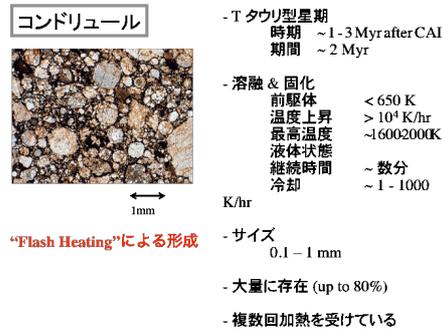
ここでは、話者自身の研究にフォーカスした話題を扱う。

[コンドリュール]

手に取って調べる天体に、小惑星と彗星がある。これらが「惑星形成」という大きなシナリオの中で、どこに位置づけられるのかを考えたい。



隕石には色々な種類がある（上中図）。しかし大半は普通コンドライトと呼ばれる、コンドリュールという「丸いつぶつぶ」を含む隕石である。どうやって、このつぶつぶはできるのか。



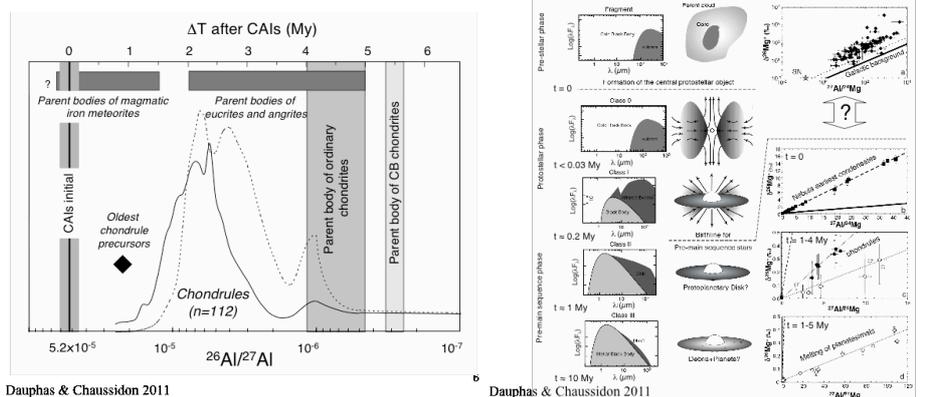
同じ隕石に含まれるものでも、それぞれのコンドリュールの形成年代はバラバラである。別々の時期に生まれたコンドリュールを、どのようにして一カ所に固めることができるのか。また、(ケプラー時間などと比較して) ごく一瞬で加熱され、そののちに少しずつ冷却されるという形成過程はどのようにして実現されるのか。これを考えたい。

Q. 加熱率や冷却率の推定はどのようにして得られたのか。

A. 冷却率については、実験によって得ている。コンドリュール内部の結晶などの構造を実験室で再現し、これを天然のサンプルと比較している。たとえば急激に冷やすとガラスばかりになり、逆にゆっくりと冷やすと結晶が大きく成長する。

加熱率については少しややこしいが、「熔融を経ている」ことと「同位体異常がない」ことによる。まずコンドリュール中に揮発性物質であるナトリウムが存在することから、コンドリュールの前駆体はある程度低温であったことが分かる。また、やはり揮発性を持つ硫化鉄もコンドリュール中には含まれており、かつ、その同位体が太陽組成の同位体パターンとなっている。ゆっくりと加熱されると軽い同位体がより効率的に揮発され、コンドリュール中には重い同位体ばかりが残るはずであるが、そういったことが生じていないということは、コンドリュールを熔融する加熱過程がごく一瞬であったということを示唆する。この事実から硫化鉄が揮発するような温度帯にあった時間が推定される。なお、コンドリュールが溶け切ってしまうと揮発は生じない。

CAI を時計の起点としてはかったとき、コンドリュール形成年代はおおよそ100万年の時間幅を持つ。



ここで CAI とは、カルシウムとアルミニウムを多く含むもの (calcium-aluminum rich inclusion) の意であり、高温状態から冷えたときに最初に析出する物質である。天文学的には、原始惑星系円盤のできつつあるころが CAI 形成の時期とされる。

「コンドリュールを作ることが出来るかどうか」。これが、様々な惑星形成モデルの妥当性を調べるための試金石になりうる。コンドリュール形成を研究することの大きな意義である。

[コンドリュール形成モデル]

コンドリュールは加熱溶融を経ている。加熱要因としては様々なものが考えられている。

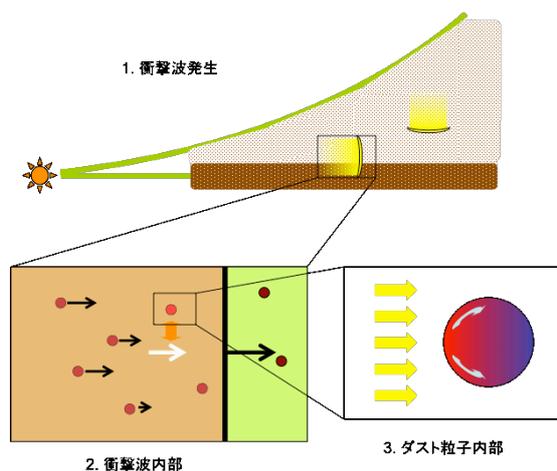
- ・ 衝撃波加熱
- ・ 雷加熱
- ・ X-wind モデル
- ・ ...

中でも話者が考えているのは衝撃波加熱モデルである。ほかのモデルでは観測結果に対して致命的な問題がある。

Q. 加熱モデルは全て円盤ガスと関わっているが、これは円盤が存在したのが~3Myr 前まで、ということを示唆しているのか。

A. そのとおり。円盤がなくなってから形成されたとは考えられていない。

[コンドリュールの衝撃波加熱仮説]

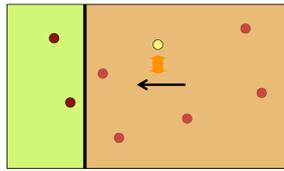


衝撃波加熱によるコンドリュール形成を考えるにあたっては、

- ① 衝撃波の発生
- ② 衝撃波内部での加熱機構
- ③ ダスト粒子内部の現象

のそれぞれを考える必要がある。ここでは①についてはさておいて、まず②について見ていく。

衝撃波加熱機構



簡単な見積もり

$$m_{gr} C_{gr} \frac{dT_{gr}}{dt} = \pi a^2 \frac{1}{2} \rho_{gas} V^3 - 4\pi a^2 \sigma T_{gr}^4$$

最高温度到達時: $\frac{dT_{gr}}{dt} = 0$

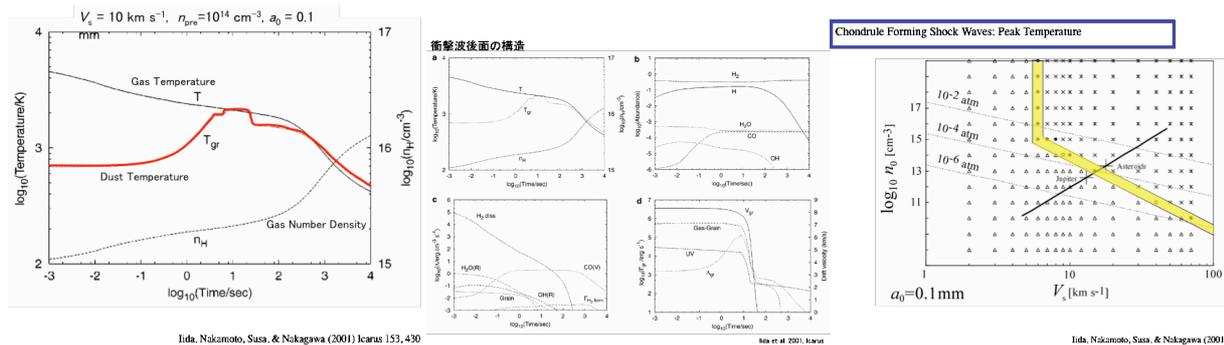
$$\begin{aligned} \Rightarrow T_{max} &= \left[\frac{1}{2\sigma} \rho_{gas} V^3 \right]^{1/4} \\ &= 1700 \left(\frac{n_{gas}}{10^{15} \text{cm}^{-3}} \right)^{1/4} \left(\frac{V}{10 \text{ km s}^{-1}} \right)^{3/4} \text{ K} \end{aligned}$$



ダスト粒子（コンドリュールの前駆体であり、低温しか経験してきていない）とガスとが共存している状況を想定する。相対速度はゼロである。ここを、何らかのプロセスによって生じたガスの衝撃波が通過して行くことを考える。これは、ガスに急激な運動が生じたとみることができる。この際、ダストはガスに比較して大きな慣性を持っているため、すぐには動かず止まったままである。これをダストから見ると、それまで止まっていたガスが突然に動きだし、超音速の風が吹き始めた、ということになる。この超音速の相対速度によって「摩擦」が生じ、ダストは融解することになる。

これを簡単に見積もるために、エネルギーの式を考える。ダストの温度変化は、摩擦によって得るエネルギーと輻射によって失うエネルギーによって決定される。これによって最高温度を計算すると、ガス密度 10^{15}cm^{-3} 、相対速度 10km/s のときで 1700K に達する。

より厳密には、輻射冷却、周囲との輻射のやりとり、潜熱、などを考慮する必要がある。



Ida, Nakamoto, Sasa, & Nakagawa (2001) Icarus 153, 430

Ida et al. 2001, Icarus

Ida, Nakamoto, Sasa, & Nakagawa (2001) Icarus

上図はそうして衝撃波加熱を調べたもの。ガスとダストとの相対速度、ガスの密度、そのどちらもがちょうど良い場合に、コンドリュール形成に合う条件となる（上図右）。

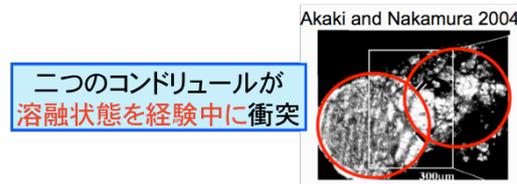
[複合コンドリュール]

「複合コンドリュール」と呼ばれる、二つ以上のコンドリュールが付着したと見られるダルマ様のものが、コンドリュール全体の数%ほども存在する。これは、複数のコンドリュールが溶融状態にあるさなかに衝突したものと考えられている。

複合コンドリュール

▶二個以上のコンドリュールが付着

▶コンドリュール全体の**数%**存在



原始太陽系星雲中のダストの直接衝突は低頻度

(Sekiya and Nakamura 1996, Wasson et al. 1995, Gooding and Keil 1981)

複合コンドリュールは、溶けて「そこそこ」の硬さになったダストが「そこそこ」の速度で衝突しなくてはならない。しかもそれが全体の数%を占めるということは、このようなイベントが「そこそこ」の頻度で生じた筈である。

この「そこそこ」が重要である。つまりこれらの条件を満たした上で、数%という割合の複合コンドリュールを作らなくてはならない。この意味で、コンドリュールを溶かしている場の状態は強く制限されていると言える。

Q. 複合コンドリュールを作る二つの粒子の年代は一致しているか。

A. 一致している。

Q. 複合コンドリュールを作る二つの粒子の組成はどうなっているか。

A. まったく一緒の場合もあり、そうでないものもある。このような様々な複合コンドリュールを作るのは、コンドリュールをひとつ作るより遥かに難しい。逆に言えば、コンドリュールが形成された当時の環境を読み解く為の鍵となりうるものである。

Q. 分裂片の速度差が維持出来る時間はどの程度か。

A. ストップングタイム。条件にもよるが数十秒程度。

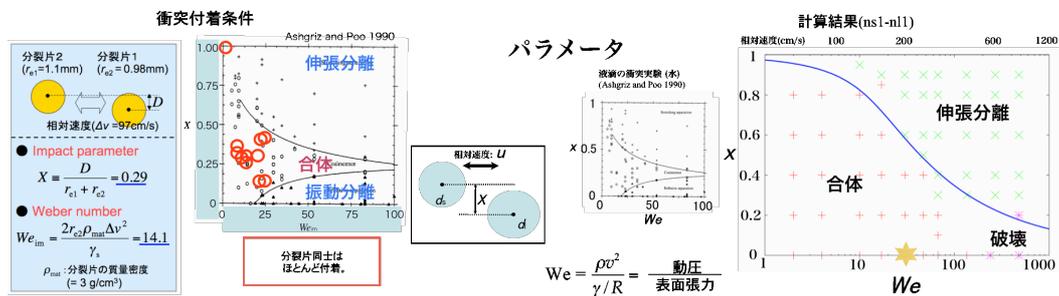
Q. 加熱のタイムスケールはどのくらいになるか。

A. これもストップングタイム程度。数秒から数十秒程度。

Q. 加熱のタイムスケールとストップングタイムに大きな違いはあるか。

A. ストップングタイムはサイズに依存する。小さいものが先に停止する。

液滴同士を実際にぶつけ、合体して複合コンドリュールのようになるか、あるいは分裂するのかを調べた実験もある (Ashgriz and Poo 1990)。



これは工学の室内実験であり、水の液滴などを想定したもの。その結果はインパクトパラメータと Weber number (動圧と表面張力の比) のパラメータスペースでプロットでき (上右図)、パラメータによって

- ① 合体
- ② 振動分離 (正面衝突に近いとき)
- ③ 伸張分離 (インパクトパラメータが大きいとき)

の3パターンに分かれることがわかる。

このように、様々なアプローチは存在するが、複合コンドリュールを作るのはいまのところ「難しい」。それだけに、惑星形成シナリオに制限をかける突破口になりうるかもしれない。

Q. 一緒の親ダストから分裂したものが、異なった粘性を持つことはありうるか。

A. 粘性は温度の違いによる。違う温度になっていればありうるかも知れない。粘性の違うもの同士をぶつけた場合にはダルマ様の複合コンドリュールができるかも知れないが、そこまで研究は進められていないのが現状。

[衝撃波の起源]

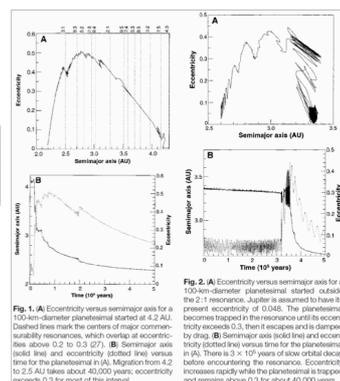
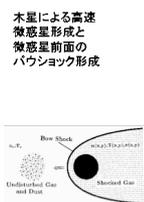
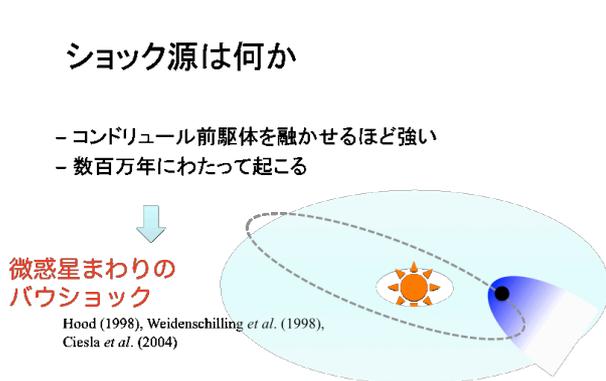
コンドリュール形成プロセスの候補のひとつに、衝撃波による加熱がある。衝撃波の起源についてはいくつか考えられる。

- ・ 降着衝撃波：
 - ⇒ 分子雲コアからの降着流による衝撃波
- ・ 自己重力円盤密度波：
 - ⇒ 自己重力不安定なガス円盤内の密度波
- ・ 微惑星前面バウショック：
 - ⇒ 木星によりランダム速度を獲得した微惑星が、その前面につくる弧状衝撃波
- ・ 星風による円盤上層衝撃波：
 - ⇒ X線フレアによる星風と、それによる衝撃波

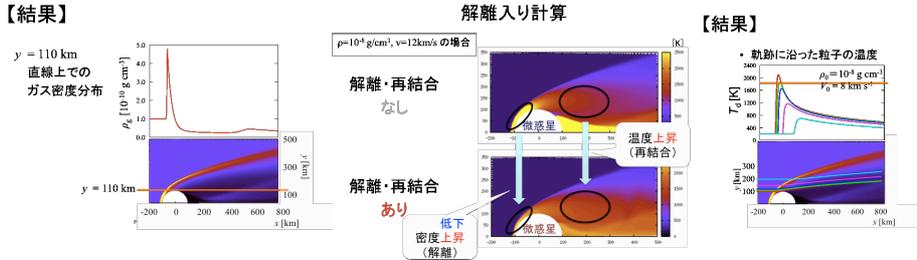
Q. どのぐらいの密度上昇があればコンドリュール形成に適当か。

A. 密度の上昇はあまり問題でなく、ガス密度の絶対値とガスダスト相対速度が重要。摩擦加熱は (ガス密度) × (相対速度の3乗) に比例する。

なかでも、コンドリュールを前駆体を溶融させるほどの高温を実現し、しかも数百万年にわたって起きるということから、微惑星前面のバウショックに注目したい。これは仮に既に微惑星があったとして、これが大きな離心率を持っていたとき、円盤ガスに対する相対速度が超音速になることに由来して生じる。



微惑星の離心率としては、0.4 ぐらいあればよい。Weidenschilling らによれば、木星があればそのような離心率を実現するという。



上図は話者らの計算の結果。高温ガス内の解離を考慮に入れつつ流体計算をしてやると、コンドリュール形成としてそれらしい温度（2000K 程度）までの加熱が得られている。

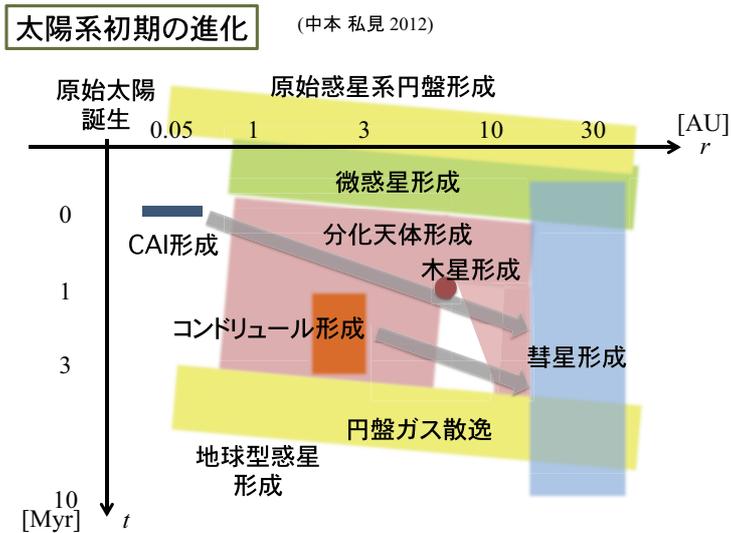
上述の「離心率を持った微惑星によるバウショック」を発生させるには、そもそも微惑星に離心率を持たせる原因となる木星が、コンドリュールに先んじて形成されている必要がある。

もし仮にこのシナリオがコンドリュール形成の主な要因であると断定されれば、すなわちコンドリュール形成の前に木星形成があったという時系列が定まることになる。

[コンドリュールの重要性]

ここまで7章で述べて来たように、惑星系全体の形成と、質量にすればちっぽけで、周囲の影響を受けながらできたはずのコンドリュールとは、関連づけることができる。

それらがどのように関連し合うのかについての私見を絵にしたのが以下である。



このように、コンドリュールは惑星形成シナリオを読み解く重要な鍵となりうるだろう。

[総じて Q&A]

Q. バウショックによるコンドリュール形成と、木星の関係を詳しく教えて欲しい。

A. 木星は微惑星を振り回すことで、微惑星の離心率をあげる役割を担う。大きな離心率をもった微惑星は円盤ガスとの間に超音速の速度差を持つことができ、微惑星の周囲にバウショックが形成される。このバウショックにダストが突入するときに、ダスト溶融が生じる。

Q. CAI は、コンドリュール形成時の加熱過程を生き延びられるものなのか。

A. CAI が溶けうるほどの加熱を経たダストは、消えてなくなった（完全に蒸発した）可能性がある。あるいは、たとえばコンドリュールにはアルミに富んだものもあるが、その前駆体は CAI なのかも知れない。

Q. CAI が生き延びるためにはどうすればいいのか。

A. 隕石中にはコンドリュールと CAI が共存している。つまり、CAI が溶融してしまわないような場所に保存しておく必要がある。

Q. 惑星間塵のうち彗星起源のものには、コンドリュールや CAI はあまり入っていない。これはなぜだと考えているか。

A. よく分かっていない。彗星はコンドリュール形成領域で生まれ、その後何らかの要因による R 方向外側への移動を経てカイパーベルト天体となり、のちに戻って来たと考えるのがシンプルではある。実際、ある程度の彗星は高温生成物を内包しており、円盤内側で作られたのち外側に移動したのかも知れない。考えるべき要素が大量にあるのが困りどころ。

Q. CAI 形成とコンドリュール形成はまったく別のプロセスか。

A. その通り。CAI は太陽の近くで作られたと考えられている。これに対してコンドリュールは、太陽近傍での形成では説明できない。

Q. CAI を作る環境でコンドリュールを作るのは無理なのか。

A. 無理である。温度履歴が異なる。CAI は、まず固体成分が全て蒸発したのち、冷却を経て最初に凝結したもの。

Q. CAI のなかにコンドリュールが埋め込まれているようなモノも見つかっているが。

A. CAI の時代にコンドリュール形成がなされなかった、とは言えない。その当時にもコンドリュール形成はあったが、再加熱によってその時代の情報が失われているという可能性もある。CAI が溶けない、しかしコンドリュールが溶けるような加熱があれば、熱による「時計のリセット」が生じうる。

- Q. 木星の重力が効いている状態で、コンドリュールを集めて天体を作るのは難しいのでは。
- A. 木星の影響を受けるのは、木星と共鳴関係の位置にある微惑星など。共鳴の位置にいないければ、ローカルな密度がロッシュ密度を超えさえすれば濃集することができる。
- Q. CAI のなかにコンドリュールが含まれているようなモノ、があるのであれば、バウショック以外のプロセスでできたコンドリュールがあるのではないか。
- A. その通り。複数の形成プロセスがありうる。たとえば時代によって、主なコンドリュール形成プロセスが異なる可能性もある。
- Q. CAI 以前の固体物質はあるか。
- A. いまのところプレソーラーグレインしかない。太陽系内起源の固体に限れば、最古の固体物質は CAI である。ただし最近の研究では、CAI と同時期に出来たかもしれない CAI ではないもの、も見つかってきている。
- Q. マトリックスはどのように作られたと考えているか。
- A. コンドリュールを作ったときの残りかす。一度蒸発したのちに凝結したものなど。コンドリュールとマトリックスを合わせて考えると、太陽組成となる。
- Q. 蒸発ののちの再凝結はどこでどのように生じるのか。
- A. 密度などによる。固体粒子の上に集まったりもする。様々な過程があり、マトリックスごとに異なる過程を経ていい。
- Q. コンドリュールの上では再凝結しないのか。
- A. ゼロではない。が、コンドリュールの質量が目に見えて大きくなるほどには凝結しない。そもそのマトリックスの質量が小さいため。
- Q. 衝撃波の起源として、太陽系外部からの影響（超新星爆発など）は考えられないか。
- A. そういうことを提唱する人もいるが、「一度きりのイベント」であることがネック。
- Q. 木星の位置と衝撃波発生との関係は。
- A. 木星が今より太陽近くにいてくれた方が、コンドリュールは作り易い。いまの位置だとギリギリ作れるか、というところ。

Q. 太陽系の中で、固体成分はよく混ざっているという印象を受ける。同位体成分もけっこう一緒と思う。いったい固体成分は混ざるのか。混ざるならいつ混ざるのか。

A. ^{26}Al 等の超新星由来と考えられるものが良く混ざっている事実がある。これは分子雲コア段階ではなく、円盤内で物質を混ぜなくては説明できない。

ではどうやってかき混ぜるかという、これが悩ましいところである。固体成分混合のプロセスにはいくつかのアイデアがある。ひとつには乱流拡散。ひとつには円盤の上空を飛んで行くというもの。乱流拡散の場合、「全然動かない」か「かなり遠くまで混ざる」かのどちらかららしい。

聴衆コメント：アウトフローによって円盤上空を飛ばす場合、グローバルにかき混ぜることは難しいだろう。少し円盤表面に付け足す程度かと思う。

Q. アウトフローによって円盤上空を飛ばす場合、そのタイムスケールはどの程度か。

A. 数十年ぐらい。

[課題]

- コンドリュール形成そのものを理解できるか
- 惑星系形成の文脈上に、コンドリュール形成をたたく位置づけられるか