

# 果たして地球はできたのか

観 山 正 見\*

## 第 1 章 はじめに

なんとも不謹慎な題名で失礼する。地球はできたに決まっているわけで、だからこそ人類が存在し、そして私もこの文を書けるわけである。従って、題名は我々は如何にして地球（もちろん他の惑星も）が形成されたのか、少々分からなくなったというのが適当であろう。

詳しい話に入る前に一体問題は何かの要点をまとめると。

1. 惑星形成は多くの研究者の研究対象であり、多くの説が存在するが、原始太陽の形成から惑星形成までをオーバーオールに説明する京都モデルによれば、原始太陽の回りには原始太陽系星雲と呼ばれるガス状ディスクが形成され、その中で惑星が形成される。即ち、ガス状ディスク内でダスト（非ガス成分）が徐々に合体成長して、赤道面に沈澱し、やがて赤道面にはダストの層を構成する。層の厚さが成長するとダスト層は重力的に不安定となって分裂する。分裂片は互いに合体し、地球状天体や外惑星のコアを形成する。（図 1 を参照されたい）。これが大ざっぱに述べた惑星形成論である。大体  $10^6$  年で惑星はできると見積られている。
2. さて、この原始太陽系星雲はほぼケプラー回転則に近い回転をしていると考えられる。即ち、原始太陽系星雲は、差動回転（剛体回転でない回転則）するガス流体である。
3. Papaloizou と Pringle の研究に始まって多くの研究者の考察から差動回転流体には非軸対称の不安

定性が存在する事が分かってきた。流体力学ではこの種の不安定性が存在すると、系は乱流状態になることが普通である。

4. 乱流状態となった乱れは原始太陽系星雲内の物質を大体音速かそれ以下の速度でかき混ぜるのである。上で考察していたダストの沈澱速度（秒速数 cm）に比較して高速（音速程度だと秒速数 100 m）でかき混ぜるのでダストは全く沈澱しなくなる。太陽系形成のシナリオがくずれるのである。
5. 従ってダスト層はできず分裂も起こらず、分裂片の成長もないので地球はできない。

ざっとこういう話なのである。いったい本当なのであるか！ 本当だと大問題である。

それでは、もう少し詳しくみていこう。まず、差動回転系の不安定性を概説して、我々が調べた太陽系星雲のモデルを紹介し、果して不安定性が存在するのかどうかを調べてみよう。

## 第 2 章 差動回転系の不安定性

差動回転するガス流体（従って、太陽系星雲もそうであるが、中性子星回りの降着円盤もこれにはいる）においては、1984 年の Papaloizou と Pringle の研究以来、非軸対象モードの不安定性が存在することが指摘されている。その後、多くの研究者によって調べられた平衡モデルの回転則は  $\Omega_0 \propto r^{-q}$  であった。ここで  $\Omega_0$  は円盤の角速度、 $r$  は回転軸からの距離である。幅の細いトラスの極限での計算を Papaloizou と Pringle や Goldreich 達 (1986) は実行して、 $q > \sqrt{3}$  で非軸対称の不安定性が存在することを示した。更に Goodman と Narayan は差動回転するディスクにおいて不安定な音波モードが存在することを示している。

もしこの様な不安定性（流体力学ではシア不安定性と呼ぶ）が差動回転ディスクに一般的であるならば、我々は原始太陽系星雲のモデルとして考察しているディスクがまず安定であるかどうか調べなくてはならない。しかし、原始太陽系星雲の場合、回転則はケプラー即ち  $q \approx 1.5$  であり、 $q < \sqrt{3}$  であるから不安定性は存在しないと考えられてきた。ところが、花輪 (1987) (花輪氏の差動回転系の不安定性の良し解説が天文月報 81 巻 79p にある) によって  $q = 1.5$  の回転則のディスクにも不安定性が存在することが報告され、関谷と観山 (1988) によっても非圧縮性流体の場合は  $q > 1.5$  で不安定性が存

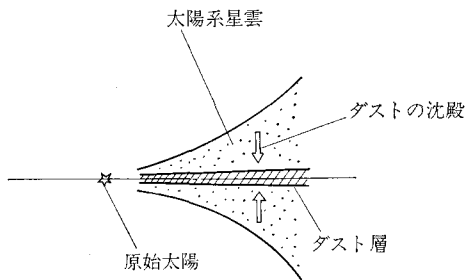


図 1 太陽系星雲内でのダストの沈澱

\* 国立天文台 Shoken Miyama:

在すると報告された。結局、シア不安定性は差動回転システムでは  $q < \sqrt{3}$  や  $q > \sqrt{3}$  に関わりなく一般に非軸対称不安定性の存在が明らかとなった。

では、この不安定性の本質は何であろうか。基本的には流体力学で有名な Helmholtz-Kelvin 不安定性である。これは速度の異なる流体が図 2 のように接している場合、接触面でゆらぎが成長する不安定性である。これが、差動回転系では各所で流速の異なる流体が接している図 2 のような現象が起こっていると考えればよい。

もっと差動回転系の問題に即して考察すると、まず大きな特徴は非軸対称の不安定性であることである。非軸対称ゆらぎであるので、パターンが回転する位相角速度  $\Omega_p$  が存在する。系は差動回転であるので、角速度  $\Omega_0$  と  $\Omega_p$  が一致する半径（共動回転半径と呼ぼう）が存在する。その半径で考える。まずゆらぎによって圧力が図 3 の様に角度方向に波打つ。つまり圧力勾配が発生する。一方流体素片は共動回転半径ではこのパターンと同じ速度で流れるので、流体素片とゆらぎの波はゆらぎによる圧力勾配を通して強くカップルする。即ちエネルギーのやり取りが起こるのである。そしてある種の波のモードは、流体からエネルギーを受けこの半径で増幅される。その増幅された波がディスクの内側や外側に伝播して境界で反射される。それがまた共動回転半径近くにやってくる増幅される、といった繰り返しの経て系の不安定性が発生するものと考えられている。

さて太陽系の形成理論は差動回転する原始太陽系星雲のモデルを基礎としているので（林 1981）、太陽系星雲の安定性は惑星形成の理論にとっても重要な問題だと考えられる。ここでこの問題に関する第一歩として線形解析による太陽系星雲の安定性を考えてみる。

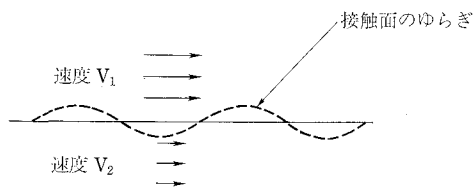


図 2 Helmholtz-Kelvin 不安定性

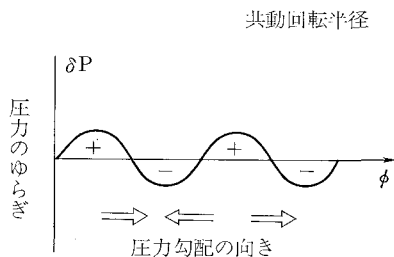


図 3 共動回転半径での圧力ゆらぎ

問題を具体的に調べるため以下のような簡単化をして考察することにする。

1. 太陽系星雲はここでは非自己重力系と仮定する。我々は太陽系星雲のモデルとして太陽と比較して十分小さい質量の星雲を考えているので、この仮定は適切であると考ええる。
2. 太陽系星雲は非常に薄いディスクであると考えられるので、回転軸方向 ( $z$ -軸) には全て物理量を積分して、2次元モデルとして考察する。（2次元ディスクと3次元ディスクの関係は Goldreich 達 (1986) が議論している。）この近似の結果、速度の  $z$  成分と物理量の  $z$ -依存性を無視する（ここで  $z$  軸はディスクの回転軸にとった）。
3. 太陽系星雲の境界条件はよく知られていないが、内側の境界はコロナ領域に接触しているであろうし、外側の境界には降着している星間ガスの動圧がかかっているであろう。そこでここでは簡単化のため外圧一定の境界条件を考察することにする。
4. 非摂動状態（つまり用意した平衡状態）は、中心星の重力と遠心力そしてガス流体の圧力勾配で釣りあった形状をしている。太陽系星雲の場合、遠心力に比較してガスの圧力勾配は十分小さい。従って回転則はほぼケプラー回転 ( $q=1.5$ ) にちかいかい。
5. 圧力、密度と速度を非摂動状態の回りに展開して、運動方程式や連続の式に代入して摂動量の1次オーダーまでの式として線形の摂動方程式を得る。我々は正規モード解析を行いたいため線形の物理量は全て  $f_l(r) \exp(i\omega t + im\phi)$  の形の依存性を持っていると仮定した。ここで  $\omega (= \omega_R + i\omega_I)$  である。 $\omega_R$  は振動項であるが、もし  $\omega_I$  が存在し負である系は不安定である。更に摂動は断熱的であるとした。

線形化された以上の関係式から1つの2階常微分方程式が導出される。これを角度方向の波数  $m$  を与えたとき、境界条件と共に  $\omega$  に対する境界値固有値問題として数値的にとく。

$m \neq 0$  のモードは非軸対称モードであるが、しかし軸対称 ( $m=0$ ) の揺らぎに対する安定性については、ずっと以前に局所安定性の解析があって Solberg と Høiland 条件と呼ばれる。これは

$$\kappa^2 + N^2 \geq 0$$

とかける。ここで、 $\kappa$  はエピサイクリック振動数と呼ばれ、 $\Omega \propto r^{-q}$  のとき  $\kappa = \sqrt{(4-2q)} \Omega_0$  である。 $N$  は Brunt-Väisälä 振動数であり、これはエントロピー勾配の存在する流体での復元力に伴う振動の振動数である。

上の条件は、等エントロピーのディスク（即ち  $N=0$ ）の場合には、軸対称摂動に対する安定性として有名な Rayleigh の条件 ( $q \leq 2$ ) に一致する。また回転が無い  $\kappa=0$  の場合は対流安定の条件となる。以前は、回転流体ディスクではこの安定性を満たせば不安定性は存在しないと考えられてきたわけである。

第 3 章 太陽系星雲のモデル

ここでは安定性を考察する太陽系星雲のモデルを紹介する。我々は、殆ど全てのダストグレインは大きく成長していて、星雲は可視光や赤外に対して透明となっているようなステージを考察する。従って、薄いディスクの場合温度分布が決定できて、

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

となる。ここで 1 AU は天文単位 ( $=1.5 \times 10^{13} \text{ cm}$ ) をあらわす。また、 $L$  と  $L_{\odot}$  は今考察しているステージの原始太陽の光度と現在の太陽の光度を示す。

ディスクの表面密度に付いては、我々は林モデルを採用する。そのモデルでは表面密度は

$$\rho_s = 1.7 \times 10^3 \left( \frac{r}{1 \text{ AU}} \right)^{-1.5} \text{ g cm}^{-2}$$

で与えられる。これから密度が計算できるので完全にモデルは決定できる。ディスクは  $r_- < r < r_+$  の範囲で存在すると仮定した。

最初から 3 次元計算を取り扱うのは容易でないので、2 次元問題として扱う。以下に、太陽系星雲の 2 次元モデルをまとめなおすと、

1. 重力ポテンシャルは中心星のみの寄与とし、太陽系星雲の自己重力は無視できるものとする。
2. 非摂動状態の音速  $c_0$  は

$$\frac{c_0}{v_k(1 \text{ AU})} = c_E \left( \frac{r}{1 \text{ AU}} \right)^{-0.25}$$

であたえられる。 $v_k(1 \text{ AU})$  は 1 AU でのケプラー速度である。温度の関係式を使うと  $c_E$  は 0.0407 である。

3. 圧力一定の境界条件を使う。また  $L=L_{\odot}$  とする。
4. 内側の境界の半径は  $r_- = 0.4 \text{ AU}$  とし、外側の境界の半径をいろいろ動かして不安定性が存在するかどうかを調べた。

まず、軸対称ゆらぎに対して安定性かどうかを調べてみると、上のモデルは安定である。では、モデルは非軸対称のモードに対して安定かどうか次に問題となる。

第 4 章 不安定性は存在するか？

不安定性の成長率を外側の半径の関数として、 $c_E = 0.407$  (計算の容易さからこの値で計算したが、実はこ

の値は現実的モデルより 10 倍大きい。しかし後で述べる通り  $c_E = 0.407$  の場合に換算可能である) かつ  $m=5$  の場合を図 4 に示した。ここでは外側の半径  $r_+$  は 0.5 AU から 2.5 AU まで動かして調べてある。図からわかる通り、不安定性の存在する領域は外側の半径  $r_+$  について狭いバンドに限られる。各バンドの間の不安定性を全て捜し出していない可能性もある。それは、成長率が余りにも小さい不安定モードを求める程度には、今の計算は精度が十分でないからである。各バンドの最大の成長率は  $r_+$  が大きくなると減少する。一番内側のバンドを我々は主モードと呼ぶことにする。図の場合主モードの最大の成長率を与える  $\omega$  の成長時間は  $t_{\text{grow}} = 5.4$  年である。

ちょっと見ると、ある特別の半径のところではか不安定性は存在しないので、ほとんど安定であるように思えるが、これは  $m=5$  の場合であって、他の  $m$  の場合は異なる場所で不安定性が発生する。さらにバンド間の距離は、図から示される通り  $r_+$  の増加にともなって減少しているので、 $r_+ \sim 100$  程度になると花輪のモデル計算 (1987) のように、バンドが完全にくっついてしまうことが予想される。したがって、現実的太陽系星雲のモデルでは  $r_+$  によらず不安定性が存在すると予想される。

Goldreich と Narayan (1985) によれば、不安定モードの最大の成長率は、密度一様の場合、音速に比例し、ディスクのサイズに反比例する。密度勾配の存在のための部分的波の反射が各所で起こり、太陽系星雲の場合波の伝播する実効的ディスクのサイズは  $r_+ - r_-$  より小さいであろう。とにかく、現実的モデル ( $r_+ \sim 10^2$ ,  $c_E = 0.0407$ ) に於いては、今の計算から換算すると、 $10^8$  年のオーダーの成長率を持つ不安定性が存在するようである。千年という時間は長い時間に思えるが太陽系星雲内の惑星の成長タイムスケールに比べては十分短い。こ

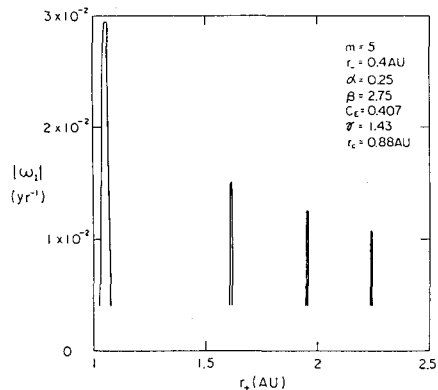


図 4 非軸対称不安定モードの成長率のディスクの外半径への依存  
ここでは  $c_E = 0.407$ ,  $m = 5$ ,  $r_- = 0.4 \text{ AU}$  のモデルで調べた。

うなると最初に述べたように、千年程度でゆらぎが成長してディスク内で乱流にまで成長し、そのためダストが沈澱しなくなる。これは大変だ！

### 第5章 解決策は？

地球は存在するのであるから、どこかで間違いを犯したのである。しかしすぐさま分かるような間違いではない。いまだここに問題があるかと解析中であるがいろいろ原因や立場が考えられる。

1. 最初に考えた太陽系星雲のモデルがおかしいという立場。しかし差動回転していることは疑いが無いから今までと本質的に異なるモデル、例えばディスク内に動径方向の流れが存在するようなモデル（アクリンション太陽系星雲モデル）を考える必要があるのではないか？
2. 線形解析が余りに単純化したモデルで調べたため不安定性がでたのではとする立場。例えば、3次元のモデルで調べることが必要である。また、この不安定性は境界条件の依存があるので、現実的太陽系星雲の境界条件を考慮する必要がある。
3. 乱流が発生するかも知れないが、非等方乱流となつて $z$ 方向（ダストの沈澱方向）には乱れが緩やかであるとする立場。これだと、ダストは沈澱できるかも知れない。しかし、発生する乱流の性格を見極めなくてはいけない。
4. 線形解析では不安定であるが、非線型まで考慮すると安定化されるとする立場。

等々である。決定打はどれかといま調べている最中である。それにどうしても非線型効果を取り入れた計算をしなくては問題に決着をつけられないと思っている。現在(1)完全非線型のシミュレーションの実行、(2)3次のオーダーまでの摂動計算による弱非線型計算の両面から調べている。これによって太陽系星雲の進化や寿命に付いても多くの知見が得られると思われる。最後に、この様にいろいろ問題があつて困つてくると、太陽系形成論はおもしろくなってきたと考えているのであるが、これもやっぱり不謹慎であろうか？

なおこの解説の内容は、関谷 実氏との共同研究であり Progress of Theoretical Physics, Supplement, 96 (1988), *Origin of the Solar System* 掲載の“Stability of the Primordial Solar Nebula”, M. Sekiya, S. M. Miyama によつた。また図4もその中の図を使用したことをもうし添える。

## 天文資料集

大脇直明・磯部瑠三  
斎藤馨児・堀源一郎

広い層を対象とする天文基礎資料の定本。確かな出典にもとづく図・表・写真・公式の基礎的なものを精選し、視覚的に理解できる体系で配列。 3296円(税込)

## 天体力学講義

堀源一郎

基礎から応用まで天体力学の全体像を明らかにした定本。東京大学における26年間の講義を中心に応用・演習問題を織りこんだ。教材として最適。3800円(税別)

## 星の物理 第2版

北村正利

<UP選書>さまざまな天体に関する現代の物理を、著者は数式による表現をいっさい避けて楽しい物語にしている。 1400円(税別)

## 時と暦

青木信仰

<UP選書>天文学をはじめとする科学・技術に裏打ちされた暦法・時法の歴史を、数多くの興味尽きない話題を通して語る。 1600円(税別)

## 現代の太陽系科学 上・下

長谷川博一・大家寛・大林辰蔵編

(上)太陽系の起源と進化(下)新しい惑星像 大きな実験室としての太陽系の新しい現象を、創造されつつある科学の姿として紹介する。 各4800円(税別)

## 宇宙地球科学

杉本大一郎・浜田隆士

宇宙地球科学は分析的諸科学の上に立ちつつ総合へ導く独特の手法や発想法をもっているという理念に基づき実証科学的にその考え方を展開する。2200円(税別)

## ハレー彗星をとらえた

日本天文学会編

1985-86年の写真記録 宇宙時代における初めての回帰をひと目で見渡し、後世にも伝える写真・スケッチの保存版。写真約250枚収録。 2800円(税別)

## 東京大学出版会

〒113東京都文京区本郷7 東大構内 電話03(811)8814