

太陽系形成の標準モデル Standard Model for Formation of the Solar System

安達 俊貴

ADACHI Toshitaka

北海道大学 理学部 地球科学科
惑星物理学研究室

Department of Earth Sciences, Undergraduate school of Science,
Hokkaido University
Planetary Physics Laboratory

2009年4月24日

要旨

本論文は、太陽系の形成過程について全般的に記述した Hayashi et al. (1985) ”Formation of the Solar System” のレビューである。Hayashi et al. (1985) に述べられている太陽系形成の標準モデルを理解し、惑星系形成論研究の礎とすることが目的である。

Hayashi et al. (1985) は、原始太陽系円盤の形成から始まり、現在のような太陽系の姿になるまでの多段階過程について述べている。彼らは現在の太陽系惑星の軌道、質量から原始太陽系円盤の構造を推定し、円盤ガスの中で惑星形成が進むという描像を示している。

本論文では Hayashi et al. (1985) に従って、太陽系形成の基礎過程について述べる。始めに Hayashi et al. (1985) の概要を示す。その後 Hayashi et al. (1985) に表れた式の導出を行い、各種物理量の値を簡単に推定した。付録には Hayashi et al. (1985) の和訳を第 VIII 節まで掲載した。

Hayashi et al. (1985) は約 20 年前に発表された論文であり、今日では修正を受けた点もあるが、理論の枠組みは概ね正しいとされ、一般的な惑星系形成論にも適用できると考えられている。

目次

1	序論	1
1.1	目的	1
1.2	構成	1
2	標準モデルの概要	3
2.1	分子雲の収縮と円盤の形成	3
2.2	微惑星及び原始惑星の形成	4
2.3	地球型惑星と巨大惑星コアの形成	5
2.4	巨大ガス惑星の形成	5
2.5	原始地球の分化	6
3	詳説ノート	7
3.1	分子雲の収縮	7
3.1.1	分子雲中の音速の導出	7
3.1.2	分子雲の収縮条件	8
3.2	原始太陽系円盤の構造の推定	10
3.2.1	円盤温度	11

3.2.2	円盤の厚み	11
3.2.3	密度分布と円盤総質量	12
3.3	微惑星の形成	13
3.3.1	ダストの赤道面への沈降速度	13
3.3.2	ダスト粒子半径の増加	14
3.3.3	ダストの沈降時間	15
3.3.4	ダスト層の重力不安定	16
3.4	原始惑星の形成	19
3.4.1	衝突断面積	19
3.4.2	散乱断面積	20
3.4.3	成長時間の見積もり	23
3.5	巨大惑星の形成	24
3.5.1	大気の収縮	24
3.5.2	Hill 半径の導出	25
3.5.3	巨大惑星の最終質量	26
3.6	地球の分化 -微惑星集積による加熱	26
4	まとめ	28
A	Hayashi et al. (1985) 全訳	30

I	序論	30
II	研究手法	32
III	原始太陽と原始太陽系円盤の形成	34
IV	初期の原始太陽系円盤モデル	37
V	微惑星の形成	39
a	ダスト粒子の成長と降着	40
b	ダスト層の重力分裂	43
VI	地球型惑星と巨大惑星コアの形成	45
a	合体断面積	46
b	ランダム速度	48
c	動径移動がない場合の成長時間	50
d	成長時間における動径移動の効果	51
e	集積の数値シミュレーション	52
f	成長の加速：ガス抵抗効果と重力作用を受ける巨大天体	55
VII	巨大惑星の形成と原始太陽系円盤の散逸	58
a	原始大気の安定性	58
b	円盤ガスの捕獲	61
c	原始太陽系円盤の散逸	63

d	巨大惑星の最終的質量	64
VIII	原始地球の進化	65
a	原始大気の保温効果	66
b	地球のコアマントル構造の形成	67
c	原始大気の散逸	70
IX	衛星と輪の起源	73
a	月の起源	74
b	他の衛星と惑星リング	77
X	小惑星と隕石	79
a	木星重力による摂動と小惑星帯の起源	80
b	隕石の起源	83
XI	要約	86

1 序論

1.1 目的

1995年に、世界で初めて太陽系外惑星が発見された。それから10年余りが経過し、今日までに発見された系外惑星の数は300を超える。系外惑星系の形態は様々であり、我々の太陽系と全く異なる様子を呈するものも多い。この観測事実を受け、従来までの太陽系形成論は、より一般の場合への拡張・修正が迫られている。

太陽系形成に関する研究は、1960年代から80年代にかけて発展した。1960年代以前は、T-タウリ型星に関する理論が存在しなかった。50年代は恒星構造論が主流で、60年代からは恒星形成論が発展してきた。その理由として、電波観測、赤外線観測が発達し、様々な形態の恒星が観測可能になったことが挙げられる。恒星形成論の発達を契機に、原始太陽系円盤の形成、円盤中での微惑星の形成、微惑星の合体成長による惑星形成といった、太陽系の包括的な進化過程が多くの研究者によって研究された。観測技術の向上もあり、80年代には、太陽系形成に関する理論が構築された。太陽系形成について記述された論文の一つに、京都大学・林忠四郎らのHayashi et al. (1985)がある。彼らのモデルは一般に標準モデルと呼ばれている。このモデルでは今日の太陽系惑星の軌道質量から原始太陽系円盤の構造を推定しており、そのためこのモデルは復元円盤モデルとも呼ばれる。

本論文の目的は、Hayashi et al. (1985)のレビューを行うことによって太陽系形成の基礎理論を理解し、今後の惑星系形成論の研究の礎を構築することである。標準モデルは、部分的に修正を受けた箇所もあるが、形成過程の大枠は他の惑星系と共通していると考えられており、一般的な惑星系形成論を構築する際のリファレンスモデルとして価値が高い。

1.2 構成

本論文では始めに、Hayashi et al. (1985)の内容に沿って太陽系形成過程を概説する(2章)。分子雲コアの収縮から始め、円盤の形成、微惑星の形成、原始巨大惑星の形成、原始地

球の分化について述べる. 3章では, Hayashi et al. (1985) 中に記述された式の導出などを記述する. 4章にはまとめと今後の筆者の展望を述べる. 付録の A には, Hayashi et al. (1985) の和訳を掲載する.

2 標準モデルの概要

この章では、京都大学の林忠四郎らによって提唱された太陽系形成の基礎過程を概説する。前述の通り、いくつかの問題点を抱えているが大体は正しいと考えられ、惑星系形成論の基礎理論として有益である。なお、Hayashi et al. (1985) 中、恒星の形成については明確に議論されていない。

2.1 分子雲の収縮と円盤の形成

宇宙空間において、水素の密度が高く低温であり、 H_2 分子として存在している領域を分子雲と呼び、分子雲の中でもより高密度の部分を分子雲コアと呼ぶ。この分子雲コアが自己重力による収縮を起こすことで恒星が形成される。分子雲コアは少なからず回転しており、角運動量を持っている。重力収縮が進み分子雲のサイズが小さくなると、角運動量保存則に従って回転角速度が増加する。ここで、中心星から遠くにあるガスほど大きな角運動量を持っている。回転半径が小さくなるにつれて遠心力の効果が大きくなり、回転軸に垂直な方向のガスは中心に落下できなくなる。一方で回転軸方向のガスは遠心力を受けないので中心まで落下し、結果、中心星の周りに円盤が形成される。重力収縮は、水素分子 H_2 がほとんど全て電離する $10^4 K$ 程度までコアの温度が上昇した頃に収まると考えられる。この過程で形成される恒星の半径は、分子雲コアの半径の 10^{-4} 程度であると見積もられる。

原始太陽系円盤はガスと固体粒子（ダスト）から成る。その構造は、現在の地球型惑星と木星型惑星コアの推定質量をその軌道付近に分布させ、散逸してしまったと考えられる H_2 及び He を、太陽系の元素存在度から推定した質量だけ付加させることによって推定される。上述のように、現在の太陽系の状態から原始太陽系円盤を復元させるので、標準モデルは「復元円盤モデル」とも呼ばれる。円盤の元素組成は太陽系の元素存在度とほぼ等しいと考えられ、約 99 % の H 及び He と約 1 % の重元素 (O, C, Si, Fe, N, Mg など) から構成される。このモデルでは、海王星軌道半径程度を円盤の半径として、円盤の総質量を約 $0.01M_{\odot}$ と推定している。

円盤の温度は、ダストについてのエネルギー収支の式から推定される。ダストの温度が円盤の温度であるという仮定をおいているが、見積もられる温度分布は観測結果と整合性がある。円盤中には H_2O 分子が存在する。その凝固点を約 170K とすると、太陽から 2.7AU を境界に、内側では H_2O がガスとして、外側では氷として存在すると考えられる。2.7AU 以遠では、原始惑星を形成するダストの質量面密度が氷の分だけ多く存在することになり、より大きい原始惑星を形成する。このことは、外惑星が総じて内惑星より質量が大きいことをうまく説明し、惑星の多様性を生む要因となることを示唆する。さらに、円盤の厚みスケールは動径方向のスケールの約 $1/10$ であると見積もられ、現在の太陽系の公転面がほぼ同一平面上にあることを説明する。

2.2 微惑星及び原始惑星の形成

形成直後の原始太陽系円盤には乱流が存在したと考えられる。乱流が収まると、ダストは太陽重力の z 成分によって円盤の赤道面に沈降し始める。赤道面とは、円盤の厚みの中央であり、太陽重力の z 成分が 0 になる面のことである。ダストの初期サイズは、分子雲の観測や隕石の分析から $1\mu\text{m}$ オーダーであると考えられているが、沈降時に他のダストと衝突合体を繰り返して成長していく。

基本的にダストは太陽の周りをケプラー運動するが、ガス成分に関しては自身の圧力傾度力により、ケプラー速度より少し遅い速度で公転している。そのためダストはガス抵抗を受ける。ダストサイズが小さいときには抵抗の効果が大きく、ダストはガスに引きずられるように、ガスと同じ速度で公転している。ダストサイズが数 m オーダーになると、ガス抵抗の効果によりダストの角運動量が奪われ、原始惑星が形成する前に中心星に落ち込んでしまう可能性がある。そのため、沈降以外の別の成長プロセスが必要になる。

そこで、沈降してできたダスト層の自己重力不安定を考える。ダストの赤道面への沈降が進むと、赤道面のダスト密度は上昇し、ダストが層状に分布するようになる。ある臨界密度を超えると、ダスト層は自己重力によって収縮を起こし、より大きく成長する。ダストサイズが km オーダーになるとガス抵抗の影響が小さくなり、ガスとは独立に運動するようになる。赤道面に沈降した時点でのダストサイズは cm オーダーであり、そこから急速に km サイズに成長すると考えられ、太陽への落ち込みが起こりやすい m サイズを飛び越すことが可能である。このような km オーダーの大きさになったダストを微惑星と呼ぶ。

2.3 地球型惑星と巨大惑星コアの形成

原始的な地球型惑星と木星型惑星のコアは、上記のように形成された数多くの微惑星が衝突合体することで形成される。円盤は始め円運動をしているので、微惑星も形成直後ではケプラー円軌道を取っていると考えられ、そのままでは微惑星同士は軌道交差せず、衝突は起こらない。軌道交差を起こすメカニズムに、微惑星重力による散乱がある。重力散乱によって微惑星の軌道離心率、軌道傾斜角が変化し、軌道交差が生じ衝突が起こると考えられる。

微惑星の持つ軌道離心率および軌道傾斜角から、その微惑星のランダム速度が見積もられる。ランダム速度とは、基準となるケプラー速度からのズレの速度のことである。微惑星間の相対速度の大きさはランダム速度の大きさと同じオーダーである。これと微惑星の質量、半径から衝突断面積が見積もられ、さらに微惑星の数密度、合体確率を用いることで微惑星の特徴的成長時間を見積もることができる。

地球型惑星形成領域に比べて、巨大惑星形成領域では H_2O 氷の存在により固体面密度が高いこと、外側ほど惑星形成領域が広がることから、より大きな原始惑星が形成可能である。今日のように木星型惑星が大量のガスを纏うには、惑星コアの質量が $10M_{\oplus}$ 程度必要だと考えられている (M_{\oplus} は地球質量を表す)。一方で惑星成長時間は、円盤の外側の領域ほど長くなると見積もられる。木星及び海王星コアが $10M_{\oplus}$ まで成長するのにかかる時間を見積もると、それぞれ 1×10^9 年、 2×10^{11} 年となり、太陽系の全年齢 4.6×10^9 年と同程度若しくはそれより長くなってしまふという問題が発生する。捕獲されたガスの自己重力によって成長が促進すると考えれば、木星に関しては矛盾のない値が得られるが、海王星形成問題は解決しない。最近では、天王星海王星は現在よりも内側の領域で形成され、それが軌道進化して現在のような位置になったという理論が発表されている。

2.4 巨大ガス惑星の形成

原始惑星は、その重力によって周囲の星雲ガスを引きつけ、原始大気を形成する。コアの質量増加とともに原始大気質量も増加し、コア質量がある臨界質量を超えると、原始大気

自身の自己重力不安定によって星雲ガスが流入するようになり、原始惑星の質量は暴走的に増大する。そのような過程を経て、巨大ガス惑星が形成される。ガスの自己重力不安定を引き起こすコア質量は、約 $10M_{\oplus}$ 程度と見積もられている。

巨大ガス惑星及び巨大氷惑星のコアは、いずれも臨界質量を満たしている。しかし現在の木星ガス質量が約 $300M_{\oplus}$ であるのに対し、巨大氷惑星のガス外層の質量は $1M_{\oplus}$ 程度である。これは、微惑星集積時間の違いによる。木星コアが臨界質量に達した時点では星雲ガスが十分に存在し、大量のガスを捕獲できた一方で、巨大氷惑星コアが臨界質量に達する頃には星雲ガスはほとんど散逸しており、大気質量が非常に小さくなったと考えられる。

先程から述べているが、原始太陽系円盤ガスは太陽系形成の最終段階で散逸する。現在の太陽系にそれほどのガスが存在していないことがその証拠である。ガスが散逸するプロセスとして、太陽への降着や、太陽風及び紫外放射による円盤外側への飛び出しが考えられるが、未だ明確にはわかっていない。

2.5 原始地球の分化

原始巨大惑星だけでなく原始地球もまた、星雲ガス由来の原始大気を持つ。原始地球が形成されて間もない頃は、その構成物質は珪酸塩と金属の混合物であったと考えられる。現在の地球内部は大雑把に言うと、外側に珪酸塩の地殻・マントル、内側に金属コアが配置されている。よって、原始地球内部において化学的分化の起こるメカニズムが合ったと考えられる。それが、原始大気による保温効果である。

原始地球表層が加熱される際の熱源は主に、微惑星集積による重力エネルギーの解放である。原始大気はそのエネルギーの宇宙空間への散逸を防ぐので、原始大気の温度は上昇する。原始地球質量が $0.2M_{\oplus}$ より大きくなると、原始大気下層の温度は惑星物質の融点を超え、その結果、惑星表面が融解する。よって、密度の低い珪酸塩層と、高い金属層に分かれることになる。この金属層が、深層にある原始コア（珪酸塩と金属の混合物から構成される）と入れ替わることで、現在の地球のようなコア-マントル構造が形成される。

3 詳説ノート

この節では, Hayashi et al. (1985) の中で記述された式の導出や, 補足的な説明を行う.

3.1 分子雲の収縮

宇宙空間に存在する分子雲は, 全てが収縮するわけではない. 自己重力を支える圧力傾度力が働いているからである. 分子雲が収縮を起こすには, 圧力傾度力を振り切るほどの自己重力を持っている必要があるため, 収縮を起こすのは分子雲の中でも密度の高い部分(分子雲コア)である. 以下では, 分子雲コアが重力収縮を起こす条件を調べ, 太陽系を形成した分子雲コアのサイズを簡単に見積もる.

3.1.1 分子雲中の音速の導出

分子雲中の音速を考える. 簡単のため, $v = v(x, t), \rho = \rho(x, t), p = p(x, t)$ とする. ここで v は分子雲中の流速, ρ, p はそれぞれ分子雲の密度と圧力である. はじめ分子雲は静止しているとして $v = 0, \rho = \rho_0, p = p_0$ とし, 微小な擾乱 $v = v_1(x, t), \rho = \rho_1(x, t), p = p_1(x, t)$ を与え, その時間発展の様子を調べる. 用いる式は連続の式, 運動方程式, 理想気体の状態方程式である.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0 \quad (3-1)$$

$$\rho \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = -\nabla p \quad (3-2)$$

$$pV = nkT \quad (3-3)$$

V, n, k, T はそれぞれガスの体積, ガス粒子の数密度, ボルツマン定数, 温度である. (3-3) をガスの平均分子量 μ と水素原子質量 m_H を用いて書き換えると,

$$p = \frac{kT}{\mu m_H} \rho \quad (3-4)$$

となる. (3-1), (3-2), のそれぞれに $v = v_0 + v_1$, $\rho = \rho_0 + \rho_1$, $p = p_0 + p_1$ を代入して,

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \rho_0 \frac{\partial v_1}{\partial x} = 0 \quad (3-5)$$

$$\rho_0 \frac{\partial v_1}{\partial t} = -\frac{\partial p_1}{\partial x} \quad (3-6)$$

となる. この際, 2 次の微少量は無視した. (3-5) と (3-6) に t 微分, x 微分をそれぞれ施して,

$$\frac{\partial^2 \rho_1}{\partial t^2} + \rho_0 \frac{\partial^2 v_1}{\partial t \partial x} = 0 \quad (3-7)$$

$$\rho_0 \frac{\partial^2 v_1}{\partial x \partial t} = -\frac{\partial^2 p_1}{\partial x^2} \quad (3-8)$$

よって,

$$\frac{\partial^2 \rho_1}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 p_1}{\partial x^2}$$

(3-4) を上式に代入して,

$$\frac{\partial^2 \rho_1}{\partial t^2} = \frac{kT}{\mu m_H} \frac{\partial^2 \rho_1}{\partial x^2} \quad (3-9)$$

となる. (3-9) は密度波の波動方程式である. 波動方程式は一般に, 音速 c_s を用いて

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} = c_s^2 \frac{\partial^2 \rho}{\partial x^2}$$

と書ける. 従って分子雲中の音速は,

$$c_s = \left(\frac{kT}{\mu m_H} \right)^{1/2} \quad (3-10)$$

と表される. 今後, ある流体中で $T = \text{const.}$ を仮定する場合は, $p = c_s^2 \rho$ の関係を適用する.

3.1.2 分子雲の収縮条件

静止した分子雲は一様, 等温であると仮定する. そうすると $v = v(x, t)$, $\rho = \rho(x, t)$, $p = p(x, t)$ と書ける. 音速導出の場合と同様, 静止した分子雲に微小な摂動を与えるという手

法をとるが、分子雲の自己重力を考慮する。用いる式は連続の式、運動方程式、Poisson 方程式の3つである。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0$$

$$\rho \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = -c_s^2 \nabla \rho - c \nabla \Phi \quad (3-11)$$

$$\nabla^2 \Phi = 4\pi \rho G \quad (3-12)$$

ここで Φ は重力ポテンシャル、 G は万有引力定数である。 $v = v_1$, $\rho = \rho_0 + \rho_1$, $\Phi = \Phi_0 + \Phi_1$ を代入して、連続の式は (3-7) を得、運動方程式は

$$\rho_0 \frac{\partial v_1}{\partial t} = -c_s^2 \frac{\partial \rho_1}{\partial x} - \frac{\partial \Phi}{\partial x} \quad (3-13)$$

から、

$$\rho_0 \frac{\partial^2 v_1}{\partial x \partial t} = -c_s^2 \frac{\partial^2 \rho_1}{\partial x^2} - \rho_0 \frac{\partial^2 \Phi_1}{\partial x^2} \quad (3-14)$$

となり、Poisson 方程式は

$$\frac{\partial^2 \Phi_1}{\partial x^2} = 4\pi G \rho_1 \quad (3-15)$$

となる。(3-7), (3-14), (3-15) より、

$$\frac{\partial^2 \rho_1}{\partial t^2} = c_s^2 \frac{\partial^2 \rho_1}{\partial x^2} + 4\pi G \rho_0 \rho_1 \quad (3-16)$$

が得られる。微小変動 ρ_1 を x 方向に進む波数 k 、振動数 ω の平面波と考え、

$$\rho_1 = A \exp i(kx - \omega t) \quad (3-17)$$

とすると、(3-16) より、

$$\omega = c_s^2 k^2 - 4\pi G \rho_0 \quad (3-18)$$

という分散関係が得られる。 $\omega^2 < 0$ のとき ω は純虚数になるので、 ρ_1 は t の増加に対して指数関数的に増加もしくは減少する。これは、正の方向に摂動を受けると、時間が経過するにつれてその摂動が大きくなっていくことを示している。一方で $\omega^2 > 0$ のとき ρ_1 は振動解となり、摂動に対して安定である。 $\omega = 0$ となるとき k を k_J と置くと、

$$c_s^2 k_J^2 = 4\pi G \rho_0 \quad (3-19)$$

から,

$$k_J = \left(\frac{4\pi G \rho_0}{c_s^2} \right)^{1/2} \quad (3-20)$$

となる. この時の k_J を Jeans 波数と呼ぶ. 摂動の波数が Jeans 波数より小さければ, 分子雲コアは自己重力不安定を起こす. Jeans 波数の逆数に 2π を掛けたものを Jeans 波長 λ_J と呼ぶ.

$$\lambda_J = \frac{2\pi}{k_J} = \left(\frac{\pi c_s^2}{G \rho_0} \right)^{1/2} \quad (3-21)$$

これより, 分子雲コアのサイズが Jeans 波長程度であれば, 自己重力不安定を起こすと考えられる.

例として, 太陽を形成した分子雲コアのサイズを見積もろう. 簡単の為, 分子雲コアが一边の長さ λ_J の立方体であると考え, その質量を $1M_\odot$ (太陽質量) とする. $\rho_0 = M_\odot/\lambda_J^3$ を (3-21) に代入すると,

$$\lambda_J = \frac{\pi c_s^2}{GM_\odot} \quad (3-22)$$

となり, 具体的な数値を代入すると約 $1 \times 10^4 \text{AU}$ という値を得る.

3.2 原始太陽系円盤の構造の推定

ここでは, 原始太陽系円盤の温度, 赤道面^{*1}の密度分布, 円盤の厚み, 円盤総質量を推定する. 円盤中では, 太陽から遠ざかった領域ほど低温であり, ある境界を越えると H_2O が固体として存在するようになる. その境界を氷境界という. 氷境界より外側の領域では, 固体物質の面密度が上昇するので, より大きな原始惑星が形成される. そのため, H_2O 氷の存在は, 地球型惑星と巨大惑星という異なったタイプの惑星が形成される要因となる. また, 円盤の厚みが半径方向のスケールに対して薄いということは, 現在の太陽系各における惑星の公転面がほぼ同一平面上にあることを説明する.

^{*1} 円盤を円筒座標 (r, θ, z) で考えたときの $r\theta$ 平面

3.2.1 円盤温度

ダスト粒子の温度を原始太陽系円盤の温度と定義する。太陽放射はダスト粒子に直接入射し、粒子は放射を全て吸収すると仮定する。更に、ダストは一様に加熱される（昼面と夜面で温度差がない）と仮定する。用いるのは黒体放射の式

$$4\pi r^2 \sigma_{\text{SB}} T^4 = \pi r^2 \frac{L}{4\pi a^2} \quad (3-23)$$

である。ここで r はダスト半径（ダストは球体であるとした）、 σ_{SB} は Stefan-Boltzmann 定数、 T は温度、 L は太陽光度、 a は太陽からダストまでの距離である。式を変形し、現在の太陽の光度と天文単位で規格化すると、

$$T = 280 \left(\frac{L}{L_{\odot}} \right)^{1/4} \left(\frac{a}{1\text{AU}} \right)^{-1/2} \text{ K} \quad (3-24)$$

となる。なお、(3-10) を $T = 280\text{K}$ で規格化すると、

$$c_s = 1 \times 10^5 \left(\frac{T}{280\text{K}} \right) \text{ cm s}^{-1} \quad (3-25)$$

となる。

3.2.2 円盤の厚み

原始太陽系円盤の回転軸方向を z 軸とする。円盤の厚みを考えるとき、円盤領域と非円盤領域を厳密に分けることは不可能なので、 z 方向のスケールハイトを円盤の厚みと定義する。ガス及びダストは太陽重力の z 成分によって円盤の赤道面に沈降するが、その時間スケールは公転の時間スケールに対して十分大きいので、 z 方向には近似的に力学的平衡が成り立っているとする。つまり、

$$\frac{c_s^2}{\rho_{\text{gas}}} \frac{\partial \rho_{\text{gas}}}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \frac{GM_{\odot}}{R} \quad (3-26)$$

である。ここで c_s は等温音速、 ρ_{gas} はガス密度、 M_{\odot} は太陽質量、 R は太陽からダストまでの距離である。また $p = c_s^2 \rho$ の関係を用いた。 $R = (a^2 + z^2)^{1/2}$ より、

$$c_s^2 \frac{d\rho_{\text{gas}}}{\rho_{\text{gas}}} = -\frac{GM_{\odot}}{a^3} z dz \quad (3-27)$$

ρ_{gas} の $z = 0$ での値を ρ_{g0} ^{*2} とし、両辺を $z : 0 \rightarrow z$, $\rho_{\text{gas}} : \rho_{g0} \rightarrow \rho_{\text{gas}}$ の範囲で積分して、

$$c_s^2 \ln \left(\frac{\rho_{\text{gas}}}{\rho_{g0}} \right) = -\frac{GM_{\odot}}{a^3} \frac{z^2}{2} \quad (3-28)$$

よって、

$$\rho_{\text{gas}} = \rho_{g0} \exp \left(-\frac{GM_{\odot}}{2a^3 c_s^2} z^2 \right) \quad (3-29)$$

となる。

$$\rho_{\text{gas}} = \rho_{g0} \exp \left[-\left(\frac{z}{z_0} \right)^2 \right] \quad (3-30)$$

とすると、

$$z_0 = \left(\frac{2a^3 c_s^2}{GM_{\odot}} \right)^{1/2} = \left(\frac{2kT}{\mu m_H} \frac{a^3}{GM_{\odot}} \right)^{1/2} \quad (3-31)$$

となり、この z_0 が円盤のスケールハイト、すなわち円盤の厚みである。 $a = 1\text{AU}$ で規格化すると、

$$z_0 = 0.047 \left(\frac{a}{1\text{AU}} \right)^{5/4} \text{AU} \quad (3-32)$$

を得る。この結果から、原始太陽系円盤は薄く（厚みスケールが半径方向スケールの約 1/20）、今日の惑星の公転軌道面がほぼ同一平面上にあることと整合性がある。

3.2.3 密度分布と円盤総質量

ダスト及びガスの面密度分布は (A-4) と (A-5) で与えられる。ガス面密度 σ_{gas} は、ガス密度 ρ_{gas} を用いて、

$$\sigma_{\text{gas}} = \int_{-\infty}^{\infty} \rho_{\text{gas}} dz \quad (3-33)$$

と書ける。(3-33) に (3-30) を代入して、

$$\sigma_{\text{gas}} = \rho_{g0} \int_{-\infty}^{\infty} \exp \left[-\left(\frac{z}{z_0} \right)^2 \right] dz \quad (3-34)$$

$$= \rho_{g0} \sqrt{\pi} z_0 \quad (3-35)$$

^{*2} (A-6) では ρ_{gas} と表記されている。

となる。上式から下式への計算は、ガウス積分を行った。従って赤道面での密度

$$\rho_{g0} = \frac{\sigma_{\text{gas}}}{\sqrt{\pi z_0}} = 1.4 \times 10^{-9} \left(\frac{a}{1\text{AU}} \right) \quad (3-36)$$

が得られる。

円盤の総質量は、ガス面密度を半径方向に積分することで得られる（ダスト面密度はガス面密度に比べて十分小さいので無視する）。つまり、

$$M_{\text{disk}} = \int_{0.35\text{AU}}^{36\text{AU}} 2\pi a \sigma_{\text{gas}} da \quad (3-37)$$

である。積分範囲の $0.35 < a < 36$ は水星と海王星の軌道長半径（それぞれ 0.39AU, 30AU）から推定した値である。（A-5）を用いて計算すると、

$$M_{\text{disk}} \simeq 3 \times 10^{31} \text{ g} \simeq 10^{-2} M_{\odot} \quad (3-38)$$

となる。これ以下の円盤質量では太陽系の惑星の総質量を復元することはできず、そのためこのモデルを最小質量モデルと呼ぶこともある。

3.3 微惑星の形成

ここでは、ダストの赤道面への沈降時間と、ダスト層の重力不安定による原始惑星の形成について記述する。ダストは赤道面に沈降する際に、お互いに衝突し合い成長していく。ダストの粒径がミクロンサイズのときには、ダストはガスと一緒に運動する。しかしメートルサイズまで成長すると、ガスに角運動量を奪われ円盤内側に移動し、相互衝突のみを考えた成長では、原始惑星が形成される前にダストが太陽に落ちてしまうことになる。ダスト同士が自己重力によって合体成長する重力不安定を考慮すれば、この危険なメートルサイズを飛び越えて、ガスとは独立に運動するキロメートルサイズの原始惑星を形成することが可能である。

3.3.1 ダストの赤道面への沈降速度

ダストが赤道面に沈降するときの速度 v_z を見積もる。ダストが従う運動方程式は、

$$\frac{dv_z}{dt} = -\frac{\rho_{\text{gas}}}{\rho_{\text{mat}}} \frac{v_{\text{th}}}{r} v_z - \frac{GM_{\odot}}{a^3} z \quad (3-39)$$

である。 ρ_{mat} はダストの質量密度、 v_{th} はガスの平均熱速度、 r はダストの半径である。上式の左辺第 1 項はガスから受ける抵抗力を表す。左辺第 2 項は太陽重力の z 成分である。ガス抵抗は十分に大きいので、ダストは終端速度で赤道面に沈降する。

$$\frac{dv_z}{dt} = 0 \quad (3-40)$$

これを (3-39) に代入して、

$$v_z = -\frac{\rho_{\text{mat}}}{\rho_{\text{gas}}} \frac{r}{v_{\text{th}}} \frac{GM_{\odot}}{a^3} z \quad (3-41)$$

を得る。

3.3.2 ダスト粒子半径の増加

相互衝突によって成長したダストの最終的な半径を見積もる。ダストの成長を表す方程式は、

$$\frac{dm}{dz} = p_s \pi r^2 \rho_{\text{dust}} \quad (3-42)$$

と書ける。ここで m はダスト粒子の質量、 p_s はダスト同士の付着確率、 ρ_{dust} はダスト粒子の空間密度である。簡単のため ρ_{dust} の z 依存性は無視し、 $\rho_{\text{dust}} = \sigma_{\text{dust}}/2z_0$ とし、さらにダスト粒子の固体密度 ρ_{mat} を用いてダスト質量を $m = 4\pi r^3 \rho_{\text{mat}}/3$ とすると、(3-42) は、

$$\begin{aligned} 4\pi r^2 \rho_{\text{mat}} dr &= p_s \pi r^2 \frac{\sigma_{\text{dust}}}{2z_0} dz \\ dr &= p_s \frac{\sigma_{\text{dust}}}{8z_0 \rho_{\text{mat}}} dz \end{aligned} \quad (3-43)$$

となる。最初、半径 r_0 のダスト粒子が z_0 の位置にあったとし、両辺をそれぞれ $r_0 \rightarrow r$ 、 $z_0 \rightarrow z$ の範囲で積分して、

$$r = r_0 + \frac{p_s \sigma_{\text{dust}}}{8\rho_{\text{mat}}} \left(1 - \frac{z}{z_0}\right) \quad (3-44)$$

となる。この際、簡単のため p_s は一定であるとした。ここで $r_m = p_s \sigma_{\text{dust}}/8\rho_{\text{mat}}$ とし、高さ z でのダスト半径

$$r = r_0 + \left(1 - \frac{z}{z_0}\right) r_m \quad (3-45)$$

を得る。

3.3.3 ダストの沈降時間

ここまでの計算を踏まえて、ダストが赤道面に沈降する時間を見積もる。沈降時間は単純に $dt = dz/v_z$ を積分することによって得られる。これに (3-41) を代入して、

$$dt = -\frac{\rho_{\text{gas}}}{\rho_{\text{mat}}} \frac{v_{\text{th}}}{r} \frac{a^3}{GM_{\odot}} \frac{dz}{z} \quad (3-46)$$

という式が立てられる。(3-45) を代入して変形すると、

$$dt = \frac{A}{r_m} \frac{dz}{1 + r_0/r_m} \left[\frac{1}{z - z_0(1 + r_0/r_m)} - \frac{1}{z} \right] \quad (3-47)$$

$$A = \frac{\rho_{\text{gas}} v_{\text{th}} a^3}{\rho_{\text{mat}} GM_{\odot}} \quad (3-48)$$

となる。これを $z: z_0 \rightarrow z$ の範囲で積分して、

$$t_{\text{sed}} = \frac{A}{r_m} \frac{1}{1 + r_0/r_m} \ln \left(\frac{z_0 r}{z r_0} \right) \quad (3-49)$$

が得られる。ここで (3-48) について、 $\frac{A}{r_m}$ に

$$r_m = \frac{p_s \sigma_{\text{dust}}}{8 \rho_{\text{mat}}} \quad (3-50)$$

$$\frac{a^3}{GM_{\odot}} = \left(\frac{t_K}{2\pi} \right)^2 \quad (3-51)$$

$$v_{\text{th}} = \sqrt{\frac{8}{\pi}} \left(\frac{kT}{\mu m_H} \right)^{1/2} = \sqrt{\frac{8}{\pi}} c_s \quad (3-52)$$

$$z_0 = \frac{c_s t_K}{\sqrt{2\pi}} \quad (3-53)$$

を代入すると (t_K は Kepler 周期),

$$\frac{A}{t_m} = \sqrt{\frac{8}{\pi}} \frac{\sqrt{2} \rho_{\text{gas}} t_K}{p_s \pi \rho_{\text{dust}}} = \frac{4 t_K}{\pi^{3/2} p_s} \frac{\rho_{\text{gas}}}{r \rho_{\text{dust}}} \quad (3-54)$$

となる。 $\rho_{\text{gas}}/\rho_{\text{dust}} = \zeta$ と置いて (3-49) に代入することにより、ダストが高さ z の位置に沈降するまでの時間

$$t_{\text{sed}} = \frac{4}{\pi^{3/2}} \frac{t_K}{p_s \zeta} \frac{1}{1 + r_0/r_m} \ln \left(\frac{z_0 r}{z r_0} \right) \quad (3-55)$$

を得る。この式の形を見ると、増減は主に ζ に依存するということがわかる。

3.3.4 ダスト層の重力不安定

赤道面に沈降したダストは $z = 0$ の面のみに分布しているとする。用いる式は、連続の式、運動方程式、Poisson 方程式である。円筒座標で書き下すと、

$$\frac{\partial \sigma_{\text{dust}}}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \sigma_{\text{dust}} v_r) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} (\sigma v_\theta) = 0 \quad (3-56)$$

$$\frac{\partial v_r}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} = - \frac{c_s^2}{\sigma_{\text{dust}}} \frac{\partial \sigma_{\text{dust}}}{\partial r} + \frac{v_\theta^2}{r} - \frac{\partial \Phi}{\partial r} \quad (3-57)$$

$$\frac{\partial v_\theta}{\partial t} + \frac{v_r}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r v_\theta) = 0 \quad (3-58)$$

$$\nabla^2 \Phi = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \Phi}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} = 4\pi G \sigma_{\text{dust}} \delta(z) \quad (3-59)$$

σ_{dust} はダストの面密度、 r は太陽からの距離、 v_r 、 v_θ はそれぞれダスト速度 v の r 成分、 θ 成分、 Φ は重力ポテンシャル、 $\delta(z)$ は Dirac のデルタ関数である。(3-57) の右辺第 2 項は圧力傾度力を z 方向に積分したものであり、 $\int_{-\infty}^{\infty} \rho_{\text{dust}} dz = \sigma_{\text{dust}}$ を利用している。定常状態では、ダスト層は軸対称であり、動径方向の運動は無いとする。これに摂動を与え、自己重力不安定による成長が起こる条件を調べる。

ダスト層の基本場は $\sigma = \sigma_0$ 、 $v_r = v_{r0} = 0$ 、 $v_\theta = v_{\theta0} = r\Omega_K$ (Ω_K は Kepler 角速度)、 $\Phi = \Phi_0$ であるとし、摂動項を $\sigma = \sigma_1$ 、 $v_r = v_{r1}$ 、 $v_\theta = v_{\theta1}$ 、 $\Phi = \Phi_1$ とする。 $\sigma = \sigma_0 + \sigma_1$ 、 $v_r = v_{r0} + v_{r1}$ 、 $v_\theta = v_{\theta0} + v_{\theta1}$ 、 $\Phi = \Phi_0 + \Phi_1$ を (3-56) から (3-58) に代入して、

$$\frac{\partial \sigma_1}{\partial t} + \frac{\sigma_0}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r v_{r1}) = 0 \quad (3-60)$$

$$\frac{\partial v_{r1}}{\partial t} = 2\Omega_K v_{\theta1} - \frac{c_s^2}{\sigma_0} \frac{\partial \sigma_1}{\partial r} - \frac{\partial \Phi_1}{\partial r} \quad (3-61)$$

$$\frac{\partial v_{\theta1}}{\partial t} + \frac{v_{r1} \Omega_K}{2} = 0 \quad (3-62)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \Phi_1}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 \Phi_1}{\partial z^2} = 4\pi G \sigma_1 \delta(z) \quad (3-63)$$

となる。摂動は r 方向のみを考えて、その形を

$$A \exp i(kr - \omega t) \quad (3-64)$$

と仮定する. ここで k, ω はそれぞれ摂動の波数と周波数である. すると (3-60), (3-61), (3-62) は,

$$i\omega\sigma_1 = -\frac{\sigma_0}{r}(1 + ikr)v_{r1} \simeq -ik\sigma_0v_{r1} \quad (3-65)$$

$$i\omega v_{r1} = 2\Omega_K v_{\theta 1} - \frac{c_s^2}{\sigma_0} ik\sigma_1 + 2\pi iG\sigma \quad (3-66)$$

$$i\omega v_{\theta 1} = -\frac{v_{r1}\Omega}{2} \quad (3-67)$$

となる. (3-65) については, 摂動の波長が十分短いという近似 ($|ik/r| \ll |k^2|$) を用いた. (3-63) について, 両辺を $-\epsilon < z < \epsilon$ の微小範囲で積分すると,

$$\frac{1}{r} \int_{-\epsilon}^{\epsilon} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \Phi_1}{\partial r} \right) dz + \int_{-\epsilon}^{\epsilon} \frac{\partial^2 \Phi_1}{\partial z^2} dz = \int_{-\epsilon}^{\epsilon} 4\pi G\sigma_1 \delta(z) dz \quad (3-68)$$

となる. 左辺第 1 項の積分に関して, この微小区間で被積分関数の値が $\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \Phi_1}{\partial r} \right)_{z=0}$ で一定であると考えると,

$$\frac{1}{r} \left[z \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \Phi_1}{\partial r} \right)_{z=0} \right]_{-\epsilon}^{\epsilon} + \left[\frac{\partial \Phi_1}{\partial z}(z) \right]_{-\epsilon}^{\epsilon} = 4\pi G\sigma_1 \quad (3-69)$$

左辺第 1 項は 2 次の微小量なので無視する. $\frac{\partial \Phi_1}{\partial z}(z)$ の形は赤道面に対して対称なので,

$$2 \frac{\partial \Phi_1}{\partial z}(\epsilon) = 4\pi G\sigma_1 \quad (3-70)$$

よって,

$$\frac{\partial \Phi_1}{\partial z}(\epsilon) = 2\pi G\sigma_1 \quad (3-71)$$

となる. 一方 $|z| > \epsilon$ では Laplace 方程式が成り立つ.

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \Phi_1}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 \Phi_1}{\partial z^2} = 0 \quad (3-72)$$

Φ_1 の解の形を

$$\Phi_1 = Z(z) \exp i(kr - \omega t) \quad (3-73)$$

と仮定する. これを (3-72) に代入すると,

$$Z \left(\frac{ik}{r} - k^2 \right) + \frac{\partial^2 Z}{\partial z^2} = 0 \quad (3-74)$$

摂動の波長は短いと近似すると,

$$\frac{\partial^2 Z}{\partial z^2} = k^2 Z \quad (3-75)$$

となる. Z の形を

$$Z(z) = C[\exp(kz) + \exp(-kz)] \quad (3-76)$$

と置く (赤道面対称性より). Φ_1 は無限遠で 0 に収束するので, $z > 0$ のとき $Z = C \exp(-kz)$, $z < 0$ のとき $Z = C \exp(kz)$ である (ただし $k > 0$). $z > 0$ のときには,

$$\Phi_1 = C \exp(-kz) \exp i(kr - \omega t) \quad (3-77)$$

両辺を z で微分し, $z = \epsilon$ とすると,

$$\frac{\partial \Phi_1}{\partial z}(\epsilon) = -kC \exp(-k\epsilon) \exp i(kr - \omega t) = -k\Phi_1(\epsilon) \quad (3-78)$$

これと (3-71) より,

$$\Phi_1(\epsilon) = \Phi_1 = -\frac{2\pi G\sigma_1}{k} \quad (3-79)$$

が得られる. これは $z < 0$ の場合も同様である. (3-65), (3-66), (3-67), (3-79) の式から, ダスト層の分散関係

$$\omega^2 = \Omega_K^2 - 2\pi G\sigma_0 k + c_s^2 k^2 \quad (3-80)$$

が得られる. この ω^2 は k に関する 2 次関数であり, その判別式を D とすると,

$$\frac{D}{4} = (\pi G\sigma_0)^2 - (c_s \Omega_K)^2 \quad (3-81)$$

となる. これが正のとき, つまり

$$c_s < \frac{\pi G\sigma_0}{\Omega_K} \quad (3-82)$$

のときに, ω^2 が負になる場合が発生し, その場合に不安定が起こる. (3-80) を k について微分すると,

$$\frac{d\omega^2}{dk} = 2c_s^2 k - 2\pi G\sigma_0 \quad (3-83)$$

ω^2 のグラフの頂点は、これが 0 になるところなので、そのときの k を k^* とすると、

$$k^* = \frac{\pi G \sigma_0}{c_s^2} \quad (3-84)$$

$c_s^2 = (\pi G \sigma_0)^2 / \Omega_K^2$ とすると、

$$k^* = \frac{\Omega_K^2}{\pi G \sigma_0} \quad (3-85)$$

となり、不安定は (3-82) のとき、 $k = k^*$ の近傍で起こるといことがわかる。

3.4 原始惑星の形成

ここでは、形成された微惑星が相互衝突して成長する際の特徴的時間を見積もる。多くの微惑星は始め、太陽の周りの同一平面上を Kepler 運動していたと考えられ、そのままでは微惑星同士の衝突は起こらない。衝突が起こるには微惑星同士が軌道交差する必要があり、軌道交差は微惑星同士の重力的散乱によって励起される。

3.4.1 衝突断面積

2つの粒子が相対速度 v で運動しているときの衝突断面積を求める。天体の質量を m , m' , 半径を r , r' , この系の総質量を $M = m + m'$, 相対質量を $\mu = mm'/(m + m')$, 衝突パラメータを b とする。また、ぎりぎりかすめるような衝突を考え、衝突する際の速度を v_{imp} とする。用いる式は角運動量保存則と力学的エネルギー保存則である。

$$\mu b v = \mu (r + r') v_{\text{imp}} \quad (3-86)$$

$$\frac{1}{2} \mu v^2 = \frac{1}{2} \mu v_{\text{imp}}^2 - \frac{GM\mu}{r + r'} \quad (3-87)$$

(3-86) から、

$$v_{\text{imp}} = \frac{bv}{r + r'} \quad (3-88)$$

が得られ、これを (3-87) に代入すると、かすめるような衝突のときの衝突パラメータの 2乗

$$b^2 = (r + r')^2 \left[1 + \frac{2G(m + m')}{v^2(r + r')} \right] \quad (3-89)$$

が得られる。従って衝突断面積 σ_{col} は、

$$\sigma_{\text{col}} = \pi b^2 = \pi(r + r')^2 \left[1 + \frac{2G(m + m')}{v^2(r + r')} \right] \quad (3-90)$$

となる。ここで $G(m + m')/v^2(r + r') = \theta$ と置き、

$$\sigma_{\text{col}} = \pi(r + r')^2(1 + 2\theta) \quad (3-91)$$

と書くことにする。 θ の値は微惑星の成長につれて大きくなる。上記では触れなかったが、潮汐破壊の効果が存在する。潮汐破壊を受けた微惑星の破片はほとんど全て中心惑星に降着するという効果である。それを考慮すると、ファクター f を用いて、

$$\sigma_{\text{col}} = \pi(r + r')^2 f^2 \left(1 + \frac{2\theta}{f} \right) \quad (3-92)$$

と書ける。 f の値は氷境界の内側で 1.8, 外側で 2.8 と見積もられる。これは氷が混ざった微惑星の方が密度が低く、破壊を受けやすいことを示す。

3.4.2 散乱断面積

極座標 (r, θ) を用いて 2 つの天体の重力的散乱を考える。天体の質量をどちらも m とし、この系の総質量を $2m = M$, 換算質量を $m^2/2m = \mu$ とする。また 2 天体の衝突パラメータを b , 初期相対速度を v , 散乱角を 90° とする。運動方程式は、

$$\mu \left[\frac{d^2 r}{dt^2} - r \left(\frac{d\theta}{dt} \right)^2 \right] = -\frac{GM\mu}{r^2} \quad (3-93)$$

$$\mu \left(2 \frac{dr}{dt} \frac{d\theta}{dt} + r \frac{d^2 \theta}{dt^2} \right) = 0 \quad (3-94)$$

である。(3-94) を変形すると、

$$\frac{d}{dt} \left(r^2 \frac{d\theta}{dt} \right) = 0 \quad (3-95)$$

より、

$$r^2 \frac{d\theta}{dt} = \text{const.} \quad (3-96)$$

となる. これは角運動量が一定であることを示す. よって,

$$r^2 \frac{d\theta}{dt} = bv \quad (3-97)$$

従って,

$$\frac{d\theta}{dt} = \frac{bv}{r^2} \quad (3-98)$$

が得られる. (3-94) を (3-93) に代入して,

$$\frac{d^2r}{dt^2} - \frac{b^2v^2}{r^3} = -\frac{GM}{r^2} \quad (3-99)$$

ここで,

$$\frac{dr}{dt} = \frac{dr}{d\theta} \frac{d\theta}{dt} = \frac{bv}{r^2} \frac{dr}{d\theta} \quad (3-100)$$

$$\frac{d^2r}{dt^2} = \frac{d}{dt} \left(\frac{dr}{dt} \right) = \frac{b^2v^2}{r^2} \frac{d}{d\theta} \left(\frac{1}{r^2} \frac{dr}{d\theta} \right) \quad (3-101)$$

として, (3-99) は簡潔に,

$$\frac{d}{d\theta} \left(\frac{1}{r^2} \frac{dr}{d\theta} \right) = \frac{1}{r} - \frac{GM}{b^2v^2} \quad (3-102)$$

と書き換えられる. $1/r = u$ と置くと,

$$\frac{d}{d\theta} \left[u^2 \frac{d}{d\theta} \left(\frac{1}{u} \right) \right] = u - \frac{GM}{b^2v^2} \quad (3-103)$$

より,

$$\frac{d^2u}{d\theta^2} = - \left(u - \frac{GM}{b^2v^2} \right) \quad (3-104)$$

となって, さらに (3-104) の右边を $-w$ と置くと,

$$\frac{d^2w}{d\theta^2} = -w \quad (3-105)$$

という式が得られる. 従って

$$w = A \cos \theta + B \sin \theta \quad (3-106)$$

$$\frac{1}{r} - \frac{GM}{b^2v^2} = A \cos \theta + B \sin \theta \quad (3-107)$$

ここで A と B は定数である. $r|_{\theta=0} = \infty$ なので,

$$A = -\frac{GM}{b^2v^2} \quad (3-108)$$

また, $r|_{\theta=3\pi/2} = \infty$ なので,

$$B = \frac{GM}{b^2v^2} \quad (3-109)$$

よって

$$\frac{1}{r} = \frac{GM}{b^2v^2} (\sin\theta - \cos\theta + 1) \quad (3-110)$$

となる. これを時間微分して式変形を行うと,

$$-\frac{dr}{dt} = \frac{GM}{bv} (\cos\theta + \sin\theta) \quad (3-111)$$

$\frac{dr}{dt}(0) = -v$ より,

$$v = \frac{GM}{bv} \quad (3-112)$$

従って, 90° 散乱のときの衝突パラメータ

$$b = \frac{GM}{v^2} = \frac{2Gm}{v^2} \quad (3-113)$$

が得られる. これから, 90° 散乱の時の散乱断面積 σ_{exc} が,

$$\sigma_{\text{exc}} = \pi b^2 = \pi \left(\frac{2Gm}{v^2} \right)^2 \quad (3-114)$$

と書ける. 実際には, 90° より小さい散乱も考慮し, 90° 散乱時の衝突パラメータに対する平均微惑星間距離 $n^{-1/3}$ の比を示す Λ

$$\Lambda = \frac{v^2}{2Gm} \left(\frac{1}{v} \right)^{1/3} \quad (3-115)$$

を用いて,

$$\sigma_{\text{exc}} = \pi \left(\frac{2Gm}{v^2} \right)^2 \ln \Lambda \quad (3-116)$$

と書く.

3.4.3 成長時間の見積もり

微惑星は、基準となる Kepler 円運動から少しずれた楕円運動をする。基準の円運動からのズレの速度 v をランダム速度という。Hayashi et al. (1985) では、 $v/v_K \simeq e \simeq \sqrt{2}i$ と与えられる。ここで e, i はそれぞれ微惑星の軌道離心率、軌道傾斜角であり、 v_K は Kepler 速度である。惑星の成長時間は、微惑星の数密度 n 、衝突断面積 σ_{col} 、ランダム速度 v を用いて、

$$t_{\text{grow}} = \frac{1}{n\sigma_{\text{col}}v} \quad (3-117)$$

と書ける。この t_{grow} は、あるとき衝突してから次に衝突するまでにかかる時間を意味する。成長の初期段階では微惑星の数密度が高く、 t_{grow} は小さいが、微惑星が大きく成長し数密度が低くなると、初期に比べて t_{grow} が格段に大きくなり、成長時間 \simeq 最後の衝突にかかる時間と言うことができる。

太陽からの距離 a にある円盤領域の数密度 n は、

$$n = \frac{1}{m} \frac{\sigma_{\text{dust}}}{2\sqrt{2}ai} \quad (3-118)$$

と表される。ここで m は微惑星 1 個の質量 (全ての微惑星が同じ質量を持っていると仮定する)、 σ_{dust} はダストの面密度、 $2\sqrt{2}ai$ は円盤の厚みを表す。 $\sqrt{2}i = v/v_K = v/a\Omega_K$ という関係を用いると、(3-118) は、

$$n = \frac{\sigma_{\text{dust}}\Omega_K}{2mv} \quad (3-119)$$

となる。衝突する微惑星のサイズ、質量が等しいとして、(3-119) と (3-92) を (3-117) に代入すると、

$$t_{\text{grow}} = \frac{\rho_{\text{mat}}r}{3\pi\sigma_{\text{dust}}} \frac{t_K}{f^2(1+2\theta/f)} \quad (3-120)$$

となる。ここで ρ_{mat} 、 t_K はそれぞれダストの物質密度、Kepler 周期であり、 $m = 4\pi r^3 \rho_{\text{mat}}$ 、 $\Omega_K = 2\pi/t_K$ という関係を用いた。 $r = (3m/4\pi\rho_{\text{mat}})^{1/3}$ とし、 $a = 1\text{AU}$ 、 $m = 10^{18}\text{g}$ で規格化すると、(A-26)、つまり

$$t_{\text{grow}} = \left(\frac{1.5}{0.22}\right) \frac{10^4}{f^2(1+2\theta/f)} \left(\frac{m}{10^{18}\text{g}}\right)^{1/3} \left(\frac{a}{1\text{AU}}\right)^3 \text{年} \quad (3-121)$$

となる. このとき σ_{dust} には (A-4) の形を用い, ρ_{mat} は地球型惑星形成領域で 2g cm^{-3} , 巨大惑星形成領域で 1g cm^{-3} とした^{*3}. 原始惑星が地球形成領域で $m = 1M_{\oplus}$, 巨大惑星形成領域で $m = 10M_{\oplus}$ まで成長するとしてその成長時間を見積もると, 地球, 木星, 海王星のそれぞれにおいて, 3×10^7 年, 1×10^9 年, 2×10^{11} 年となる.

この見積もりにおいては, 微惑星の動径方向の移動の効果を見積もっていない. それも考慮に入れると, 成長時間は更に短くなる (地球と木星でそれぞれ 1×10^7 年, 4×10^7 年). それでもなお海王星の形成時間は太陽系の年齢に対して長く, 今なお問題が残っている.

3.5 巨大惑星の形成

ここでは, 円盤ガスの連続的な流入が起こる条件と, 最終質量の見積もりについて述べる.

3.5.1 大気の収縮

原始惑星は, その重力によって周囲の円盤ガスを引きつけ, 原始大気を形成する. 原始惑星質量が小さい段階では, 原始大気は静水圧平衡状態を保っているが, 原始惑星質量が臨界質量 $M_p^* = 10M_{\oplus}$ 程度になると, 原始大気は静水圧平衡を保てなくなり, 際限なくガスが流入するようになる.

静水圧平衡でなくなることが巨大惑星形成に直接関連するわけではないことに注意がいる. 静水圧平衡大気は熱によってコアの重力に抗して支えられる. 主な熱源は太陽放射や微惑星集積で解放される重力エネルギーである. しかし, 不安定が起こり大気の収縮が始まると, 大気それ自身が解放する重力エネルギーが加熱に大きく関わり, 大気が落ち込もうとしてもなかなか進行しない. 大気の収縮は Kepler 時間に比べて非常に長い時間で準静的に起こるが, 木星や土星は円盤ガスが散逸する時間内 ($\sim 10^7$ 年) にその質量まで成長しなければならず, 重力が十分大きい, つまりコア質量が十分大きい必要がある.

^{*3} H_2O 氷の寄与で, 氷境界より外側では物質密度が低くなる.

3.5.2 Hill 半径の導出

惑星周辺で、太陽の重力より惑星の重力が支配的である領域を Hill 圏といい、その半径を Hill 半径という。Hill 半径より惑星の近くに引き寄せられた円盤ガスは外に逃げることができず、原始大気を形成すると考えられる。これから Hill 半径を簡単に見積もる。

Hill 圏の境界上に試験粒子を置くと、その粒子に働く力は釣り合い、粒子は太陽の方にも惑星の方にも移動しない。試験粒子が太陽と惑星を繋ぐ線上に位置するとし、太陽-惑星間距離を a 、Hill 半径を r_H 、惑星質量を M_p 、Kepler 角速度を $\Omega_K = \sqrt{GM_\odot/a^3}$ とすると、釣り合い方程式は、

$$\frac{GM_\odot}{(a-r_H)^2} = \frac{GM_p}{r_H^2} + (a-r_H)\frac{GM_\odot}{a^3} \quad (3-122)$$

となる。左辺は太陽重力、右辺は惑星重力と公転による遠心力を示す。ここで試験粒子の Kepler 角速度は惑星のそれに等しいと仮定した。左辺を Taylor 展開し、1 次の項まで残すと、

$$\frac{GM_\odot}{a^2} \left(1 + \frac{2r_H}{a}\right) = \frac{GM_p}{r_H^2} + (a-r_H)\frac{GM_\odot}{a^3} \quad (3-123)$$

となり、式変形すると、

$$r_H = a \left(\frac{M_p}{3M_\odot}\right)^{1/3} \quad (3-124)$$

が得られる。今は試験粒子を内合の位置に置いたが、衝の位置に置いてもこの表式は変わらない。成長する惑星質量は、Hill 半径の関数として、

$$M_p = \frac{3M_\odot}{a^3} r_H^3 \quad (3-125)$$

と書ける。

3.5.3 巨大惑星の最終質量

原始巨大惑星は、その軌道周辺のガスを引きつけて成長する。半径 a 、幅 $4r_H$ のリング状領域にあるガスを取り込むとすると、取り込まれるガスの質量 M_{gas} は大雑把に、

$$M_{\text{gas}} = 2\pi a \cdot 4r_H \sigma_{\text{gas}} \quad (3-126)$$

と書ける。ここで σ_{gas} は (A-5) で与えられた円盤のガス面密度である。ガス流入後期では $M_{\text{gas}} = M_{\text{total}}$ (M_{total} は惑星の総質量) であり、 r_H に (3-124) を代入して式変形すると、

$$\frac{M_{\text{total}}}{M_{\odot}} = \left(\frac{8\pi a^2 \sigma_{\text{gas}}}{3^{1/3} M_{\odot}} \right)^{3/2} \sim \frac{1}{1000} \quad (3-127)$$

となる。これは今日の太陽に対する木星の質量比とほぼ同じであり、それなりに良い見積もりであることがわかる。

A 節図 13 を見ると、周囲のガスがその圧力勾配によってリング状の空隙に入り込みそうである。しかし、形成された巨大惑星がその軌道周辺のガスを重力的にはね飛ばす効果や、ガス円盤の遠心力の効果などがあるので、必ずリングがガスで埋まるというわけではないことに注意が必要である。

3.6 地球の分化 - 微惑星集積による加熱

原始地球表層は、微惑星集積の際に解放される重力エネルギーによる加熱を受ける。ここではその温度上昇の程度を見積もる。

微惑星が衝突時に持っていた運動エネルギーが全て熱に変わると仮定する。微惑星と質量が同程度の惑星物質が加熱されると考えると、エネルギー保存則より、

$$\frac{1}{2} m v_{\text{imp}}^2 = mc\Delta T \quad (3-128)$$

となる。ここで m は微惑星の質量、 v_{imp} は衝突速度、 c は惑星物質の比熱 (簡単に SiO_2 と考えると $c \simeq 8 \times 10^2 \text{ J/kg}\cdot\text{K}$)、 T は温度である。式変形すると、

$$\Delta T = \frac{v_{\text{imp}}^2}{2c} \quad (3-129)$$

となる. ここで v_{imp} が脱出速度 v_{esc} と等しいことから, 原始地球の質量 M_p と半径 r_p を用いて,

$$v_{\text{imp}} = \sqrt{\frac{2GM_p}{r_p}} \quad (3-130)$$

と書ける. $M_p = 0.1M_{\oplus}$ とすると, $v_{\text{imp}} \simeq 5 \times 10^3 \text{ m s}^{-1}$ である. よって ΔT は (3-128) より, 約 $1 \times 10^4 \text{ K}$ と見積もられる. SiO_2 の融点は約 1600°C なので, 質量 m の惑星物質は容易に融解しうる.

実際には, 大気の外側への熱放射による冷却効果があるので, 微惑星の集積は連続的に起こらなければならないということに注意が必要である.

4 まとめ

ここまで、Hayashi et al. (1985) に従って、太陽系形成の一連のプロセスを見てきた。

太陽系の元となる原始太陽系円盤は、分子雲コアが自己重力によって収縮し、回転し始めることによって形成されたと考えられる。太陽系を形成した分子雲コアのサイズはおよそ 10^4 AU と見積もられ、そのスケールは現在の太陽系に比べかなり大きい。角運動量保存則を考えると、初期の分子雲コアの回転速度がかなり小さくても、収縮に伴って、円盤を形成するのに十分な回転速度が得られることになる。

原始太陽系円盤の密度分布は、氷境界の内側と外側で特徴が異なる。内側領域では、 H_2O が気体として存在するが、外側領域では H_2O は氷として存在するので、固体面密度は内側より外側の方が大きくなる。これにより、太陽に近い領域で比較的小さい地球型惑星が、遠い領域では巨大ガス惑星が形成されると考えられる。また、原始太陽系円盤の厚みスケールは半径方向スケールの約 20 分の 1 と見積もられ、現在の太陽系惑星の公転軌道がほぼ同一平面上にあることの原因となる。

原始太陽系円盤のダスト粒子は、相互に衝突合体を繰り返し成長する。また、ダストが赤道面に沈降しダスト層の空間密度が大きくなると、ダスト層が自己重力不安定を起こし、衝突よりも早いタイムスケールで微惑星を形成することが可能だと考えられる。

微惑星はお互いの重力散乱によって軌道交差し、衝突合体して原始惑星を形成する。見積もられた原始惑星の形成時間は、地球、木星で 10^7 年オーダーの値を得、考えられている原始太陽系円盤の寿命内で形成されるが、天王星、海王星の形成時間は円盤寿命より長く、別の付加的なプロセスを考える必要がある。

巨大ガス惑星の原始大気は、原始惑星コアの質量が $10M_{\oplus}$ 以上になると、静水圧平衡を保てなくなり、次々にコアに流入することで形成される。コア質量と大気質量を合わせた惑星の総質量は、約 $10^{-3}M_{\odot}$ と見積もられ、現在の巨大ガス惑星の質量と整合性がある。

標準モデルは、現在の太陽系が形成されるように初期太陽系の状態を推定したものであ

り、これまでの太陽系形成プロセスが普遍的に起こるという確証は全くない。始めに述べたように、近年発見される太陽系外惑星の様子は太陽系と著しく異なる。今後、標準モデルの枠組を基礎として、そのような系外惑星系にも適用できる、一般的な惑星形成モデルについて研究する予定である。

A Hayashi et al. (1985) 全訳

要旨

京都大の当研究グループにおいて研究された、太陽系の包括的な進化を概説する。我々は、 H_2 及び He のガスとダスト粒子で構成された小質量の原始太陽系円盤から始まる、今日の惑星、衛星、小惑星を形成した多段階進化過程の研究を進めた。固体（換言すれば巨大原始惑星のみならず微粒子も）と原始太陽系円盤のガスとの相互作用が多様な進化の局面を決定する上で重要であることが示される。我々の研究の基本的理念、及び未解決の問題について簡潔に記述する。

I 序論

太陽系の起源の研究は 1960 年頃、まさしく科学的な段階に入った。1960 年頃と言えば、前主系列星（特に T-タウリ型星）の理論と観測が発展し始め、太陽の化学組成が明らかになり始め、隕石の大量の化学的、鉱物学的なデータが利用され始めた頃である。この状況に従って、我々は 1970 年から、原始惑星系円盤の形成に始まり、今日の惑星（地球型惑星、巨大惑星、そして小惑星）、衛星、そして隕石の形成を以て終了した多段階過程の進化系列を研究してきた。我々の成果は簡潔に、包括的進化の京都モデルと呼ばれている。

太陽系形成には、今日 3 つの代表的なモデルがある。それは Cameron のモデル (1978a)、Safronov のモデル (1969)、そして京都モデルである。Cameron のモデルは他の 2 つと全く異なっている。そのモデルは大質量の原始太陽系円盤を仮定し、そこからまず所謂巨大ガス原始惑星が生まれたとする。対照的に、Safronov のモデルと京都モデルは、惑星の成長が降着過程を経て進むような少量の星雲を仮定する。これら 2 つのモデルでは、微惑星形成段階までは共通の進化を辿る。この 2 つのモデルの違いは、Safronov がガス抵抗の無い惑星の合体を仮定しているのに対し、京都モデルでは、次の節で述べるように、太陽から遠く離れた場所を除いて、惑星の合体は星雲のガスの中で進む。

京都モデルの概略は表 1 によってとても簡潔に示される (より詳細な時空の記述である 11 節の図 24 も参照). 我々の研究では, 進化は 0.01 ~ 0.04 太陽質量という少量の原始惑星系円盤からスタートする. その星雲は 3 つの力 (すなわち, 太陽重力ガスの圧力遠心力) が全て釣り合った円盤状の構造をしている. この原始太陽系円盤モデルを構築する中で, 恒星間起源のガス及びダスト粒子がよく混ざっており, また円盤の面密度が動径方向に分布しているので, 巨大惑星のコアと同様に今日の地球型惑星がダストの半径方向への最低限の移動を経て形成されたと仮定する. 以下に記述するように, 我々はガスの成分の効果を十分に考慮して, この原始太陽系円盤の進化の研究を進めた. 我々の一連の研究を通して (例えば林 (1981a) 参照), 我々は太陽系の全般的進化を記述する理論を構築した. この進化の重要な出来事と時期は表 I に要約した (どちらも詳細に記述した). 本文の節分けはほぼ進化の年代順に並べた. 表から分かるように, 我々の理論は今日の太陽系の特徴を矛盾無く説明できる.

それにも関わらず, 多くの問題が未解決のままである. 最も大きな問題の一つ, 換言すれば京都モデルが残している矛盾は, 原始太陽系円盤それ自体の形成である. たとえこの 10 年で分子雲中での恒星形成理論, 観測が進歩したとはいえ, 我々の恒星形成についての知識は, 以下のようなことを理解するのには未だ完全ではない. 例えば, 連星系でなく単星が形成される理由や, 恒星が誕生する際に観測されるような質量分布を持って星が生まれる理由などである. これが星そのものの形成の研究における現況である. 原始太陽系円盤の形成は, それが初め崩壊しつつある星雲の最も遠い領域に存在し, その質量が太陽に比べてとても小さいと考えられる為, さらに複雑である. その上, 我々は磁気粘性或いは乱流粘性による角運動量輸送のメカニズムを明らかにする必要がある. 上記の問題は, 当研究が上述の平衡原始太陽系円盤が一度形成された段階から開始された理由である.

第 2 の問題は, 原始太陽系円盤のガス成分消失である. このことは我々の理論に於いてとても重要である. なぜなら, 第 VI 節で述べる我々の成果によれば, 星雲のガスの存在は巨大惑星のコアだけでなく, 地球型惑星の成長時間をもかなり縮めるからである. その上, 我々の詳細なる計算によると, 木星, 土星, そして月さえも, ガス無しでは形成されがたい. ガスの消失にかかる時間や存続時間はおよそ $10^6 \sim 10^7$ 年と見積もられており, T タウリ星の寿命と概ね一致するが, さらに正確な評価が必要である.

第 3 の問題は隕石の起源であり, 我々はまだ, 理論と観測を直接比較できる程度まで隕石の起源に関する理論を発展させていない. このためには, 我々は一連の物理的, 化学的,

鉱物学的な過程を明らかにせねばならない。我々は今、小惑星領域に於ける惑星形成についての自らの成果に従って、今日の 10^3 倍もの量があり、ガス消失後の段階に、木星の摂動によって高いランダム速度を得た小惑星の高速衝突によって、上記の過程が始まったことについて考察している。(第 X 節を参照のこと)

表 1. 太陽系形成の年表

Time (yr)	
$-10^6 - 5$	Collapse & fragmentation of a giant molecular cloud
$-10^5 - 4$	Collapse of a rotating presolar cloud
0	Formation of protosun and solar nebula (Growth & sedimentation of dust-grains)
10^4	Fragmentation of dust layer into planetesimals
10^5	(Accumulation of planetesimals)
10^6	Formation of the Earth
10^7	Formation of Jupiter's core & accretion of gas onto it Dissipation of nebular gas
10^8	Formation of Saturn's core & capture of remaining gas Formation of Asteroid Belt
10^9	Formation of Uranus(?) Formation of Neptune(?)
10^{10}	

II 研究手法

我々の理論的研究の根底にある原理について簡単に議論する。我々の原理は、多段階過程によりなる長期間の進化を扱わなければならないという点を除き、自然科学における全

での研究の原理と共通しているであろう。第 I 節で記述したように、現在の恒星形成理論の不完全性のため、我々は原始太陽系円盤モデルの構築から始める。当研究グループは、下に示すように多段階過程のそれぞれについて研究を行った。例えば、星雲内におけるダスト粒子の成長と降着、ダストの層の分裂による微惑星の形成、巨大天体を形成する微惑星の動径方向への移動と降着等である。

当然ながら、上記の過程のそれぞれは極力精密な計算をもって研究されねばならない。さらに、上記全てにおける一連の過程は全体的に首尾一貫していなければならず、そのような意味で、我々は進化途中での様々な過程間の明確な因果関係を見つける努力をせねばならない。最後に、進化の最後の段階で得られた結果は、今日の太陽系の観測結果と比較されねばならない。なぜなら、今日我々は他の惑星系の観測結果を得ていないからだ。理論と観測の間に矛盾があれば、当然ながら、重要な過程を見逃していないか、或いは仮定を単純化しすぎていないかを検定する必要がある。この検定を通して導入された補正をもって、一連の過程全体を再構成、若しくは仮定した原始太陽系円盤の初期構造を修正することさえしなければならない。

我々は今日の京都モデルを構築するのに上記の手順を数回繰り返し行った。その主な理由として、多くの巨視的な物理法則（それは当研究の基礎として用いられるべきなのだが）が完全に確立されていないことが挙げられる。原子物理学や素粒子物理学の場合とは反して、我々は大量の自由度を持つシステム（ガス + 粒子、もしくはガス + 微惑星）を扱わなければならない、とても長い時間続く不可逆過程を研究する必要もある。そういったシステムに対して、我々は複雑なプロセスを解明し、少数の基礎的なプロセスを抽出しなければならない。どちらも比較的シンプルな巨視的法則によって記述されるであろう。

このような、我々がコンピューターシミュレーションによってすでに発見した、若しくは発見しようとしている法則の例がたくさんある。いくつかの例は、太陽重力場（自由空間では無い）を移動する微惑星の付着断面積と、自己重力によってガスを引きつけた原始惑星のガス抵抗係数、そして原始惑星と接近した際の微惑星の潮汐破壊の断面積等である（これらはすべて第 VI 節で記述する）。さらに、隕石の起源を理解する為に、第 I 節で言及したような、小惑星の高速衝突の段階で起こると期待されている熱的・化学的プロセスを特徴付けるいくつかの新しい法則を発見する必要がある。微視的データ及び法則（巨視的法則はそこから導出されるのであるが）に関しては、1960 年より以前の場合とは反して、我々はそれらが今日ほとんど完全に入手されていると見なしている。

III 原始太陽と原始太陽系円盤の形成

恒星の形成に関する今日の我々の知識は、太陽系の長期的進化の始まりとなる原始太陽系星雲の正確なモデルを構成するのに十分であるほど完全でない。よって、この節では恒星形成のいくつかの問題についてのみ論ずる。それらの問題は惑星形成の当研究のメインテーマと密接に関連している。

観測に基づけば、原始星雲と呼ばれるであろう分子雲は密度の高い領域を多く含んでいる。これらの雲は典型的な温度 ($\sim 10\text{K}$) と密度 ($\sim 10^{-20}\text{g cm}^{-3}$) を持っている。太陽組成に伴うガスに関しては、音速は以下の式で表される (単位は cm s^{-1})。

$$c_s = \left(\frac{kT}{\mu m_H} \right)^{1/2} = 1.88 \times 10^4 \left(\frac{T}{10\text{K}} \right)^{1/2} \left(\frac{2.34}{\mu} \right)^{1/2} \quad (\text{A-1})$$

ここで $\mu (= 2.34)$ は主に H_2 と He からなるガスの平均分子量である。

太陽を形成する為に崩壊し始めたおよそ $1M_\odot$ の分子雲に関して、その重力は圧力より大きくなければならず、従ってその半径はジーンズ長 (若しくは、よく知られているような、恒星風問題における音速点半径) より小さくなければならない。半径は以下の式で表される。

$$a = GM_\odot / 2c_s^2 = 1.26 \times 10^4 (10\text{K}/T) \quad (\text{AU}) \quad (\text{A-2})$$

その上、分子雲はその半径約 10^2AU 程度に凝縮するまで (平均密度約 10^{-13}g cm^{-3} に相当)、赤外線放射には透明であり、その温度はほとんど一定に保たれている ($T \sim 10\text{K}$)。分子雲が不透明になったあと、 H_2 が解離し始める温度 ($T \sim 1600\text{K}$) になるまで温度は上昇し、ガスの圧力は密度の $7/5$ 乗に比例して ($P \propto \rho^{7/5}$) 増加する。崩壊は最終的に、水素がほとんど完全にイオン化する 10^4K を優に上回る温度になった時にストップする。

上記で言及した、等温段階での回転する分子雲の崩壊において、大量の数値計算が今までに多くの著者によって行われてきた (Bodenheimer[1981] のレビューを見よ)。しかしながら、多くの問題が未だに残っている。例えば、分裂問題、及び中心暴走や外側への跳ね返り問題があり、その問題は崩壊が最初に思い描いたものほど単純な過程ではないことを示唆する。最近、上記の問題を解決するために、Miyama et al.(1984) と Narita et al.(1984)

が極めて多種の二次元, 三次元計算を行った. 彼らは結果の正確さを確認するために, ラグランジュ法とオイラー法両方の計算を用いた.

Miyama et al.(1984) は均質な球が一様に回転しているという通常の簡単な初期条件の下で計算を行った. この場合, 初期条件は 2 つのパラメータ, $\alpha = E_{\text{th}} / |E_{\text{grav}}|$, $\beta = E_{\text{rot}} / |E_{\text{grav}}|$, つまり重力エネルギーに対する熱エネルギー, 回転エネルギーの比によって定められる. 彼らは $\beta > 0.1$ の場合に, α と β のいろいろな値で計算し, 積 $\alpha\beta$ が崩壊する分子雲の分裂が起こるかどうかを決定することを見出した. それは,

Case1. $0.20 > \alpha\beta > 0.12$ の時には分子雲は崩壊するが分裂しない.

Case2. $0.12 > \alpha\beta$ の時には分子雲は 3 つ若しくはそれ以上の小さな塊に崩壊, 分裂する.

上記の分裂は, 重力不安定であることが知られている, とても平らな円盤状コアの形成による (Goldreich and LyndenBell 1965a, b). Case2 は連星系, もしくは多重連星系の形成を示唆する. Case1 の場合, 太陽のような単星が形成されうるが, 初期の全角運動量 J (これは $\alpha\beta$ に比例する) はとても大きい. 現在の太陽系の全角運動量 $3 \times 10^{50} \text{ g cm}^2 \text{ s}^{-1}$ と比べて $J = 2 \times 10^{54} \text{ g cm}^2 \text{ s}^{-1}$ である. 従って, これが太陽系形成の場合ならば, 大量の角運動量が何らかの摩擦メカニズムによって外に失われなければならないだろう.

初期分子雲はもっと小さな角運動量を持っていた ($\alpha\beta \ll 1$) 可能性が高い. Tscharnuter(1981) は質量が $3M_{\odot}$ の分子雲の収縮を, 初期値 $\alpha = 1$, $\beta = 1.2 \times 10^{-4}$ (質量 $3M_{\odot}$ において $J = 6 \times 10^{53} \text{ g cm}^2 \text{ s}^{-1}$ に相当する) のもとで計算した. その際 $0.1c_s z$ ほどの大きさの粘性係数 μ を持った乱流の存在を仮定している. ここで z は分子雲の厚さである. 彼の出した結果は, 3×10^4 年経過した後 $0.5M_{\odot}$ の中心凝縮物が高密度コアとなり, 同時期に $\rho = 10^{-11} \sim 10^{-13} \text{ g cm}^{-3}$, $T = 10^3 \sim 10^2 \text{ K}$, $a = 0.3 \sim 15 \text{ AU}$ の回転する円盤状星雲が形成されることを示した. この星雲のトータルの存続時間は Tscharnuter によって約 10^7 年であると見積もられた. 彼の仮定した強い乱流を励起するメカニズムは知られていない. しかし彼の結果は, 収縮する分子雲中に何らかの剪断粘性が存在する場合での, 原始太陽系円盤の形成の一つの道を示唆する.

近年, Narita et al.(1984) が, 非回転非粘性等温の雲 (すなわち $\beta = 0$) の三次元収縮モデルを計算した. 雲の初期状態は軸比が 4 である一様な偏平球である (観測されるほとん

どの雲は球状ではないことに注意せよ)。彼らの結果は、 α が 0.2 ほどの小ささならば、雲は極めて平らになり、最終的に小さな塊に分裂する。一方で $\alpha = 0.4$ のとき、雲は中心凝縮が無視できない大きさまで進んだ後になってさえ分裂しない。上記の結果は、分裂は雲の初期条件に依存することを示唆し、恒星形成の問題において我々は次に、どのようにして初期条件それ自体が構成されるのかを理解せねばならない。上記の分裂問題に関連して、Cameron とその共同研究者が発展させた太陽系の起源についての巨大原始惑星仮説 (Cameron 1978a; DeCampli and Cameron 1979) には問題があるといえる。それは、どのようにして彼らの仮定した大質量の雲が連星系や三星系を形成する代わりに、単星の形成を引き起こすのかという問題である。

今日の電波観測によって約 20 個の双極流物体が発見された。それらは回転する円盤状星雲を伴っている。この円盤の中心には赤外放射源がある。これらの物体は恒星形成の途中であると考えられている。これらのうち、一番小さな質量 (おそらく $2M_{\odot}$ 程度) を持つ円盤が、暗黒星雲 L 1551 内の中心星 IRS 5 の周りにあることが Kaifu et al.(1984) によって発見された。この円盤は約 0.1pc の半径を持ち、(A-2) と合致している。中心星から噴射される双極流は 10^2 km s^{-1} のオーダーの速度を持つ。そして我々はこの恒星風が、回転エネルギーが効率的に磁気エネルギーに転換される恒星周辺の高温度領域 (言うなれば、非常に活発な恒星コロナ) に起源を発している可能性が高いと見なしている。強い恒星風の存在は、原始太陽及び原始太陽系円盤の形成において、円盤内の角運動量輸送、及び、周星領域から全ての方向への角運動量の放出における磁気粘性の効果を考慮に入れなければならないことを示唆する (円盤はこの放出を遮断する効果を持つことに注意せよ)。

上記の磁気的な問題において、少しのコメントがある。Hayashi(1981b) は原始太陽系星雲中の、それ自身の差動回転による磁場の増幅率と、ジュール損失による磁場の減衰率を調べた。結果として、磁気粘性はガスの電離度に強く依存すること、また原始太陽系円盤の京都モデルにおいて、磁気粘性が高温度領域 ($T > 10^3 \text{ K}$, 水星軌道の内側) で著しく高く、一方で原始太陽系円盤の低温で密度の高い領域のほとんどで著しく低いことが示された。このことは、原始惑星系円盤が比較的長い期間定常な回転状態にあり得るということの意味する。さらに、外側にある低密度領域 (天王星や海王星軌道) において、宇宙線が赤道面まで到達でき、電離度は内側の領域に比べて非常に高くなる。このことは、磁気粘性が外側の領域でも高いことを意味する。

上記において我々は、原始太陽系円盤の形成の研究で考慮されねばならない多くのプロ

セスを挙げた。形成のコンピューターシミュレーションは単純ではないが、近年の高速計算機の急速な発展を考慮すれば、現在不可能ではない。

IV 初期の原始太陽系円盤モデル

総質量の大きさによって、現在の原始太陽系円盤のモデルは2つのタイプに分類される。つまり、 $0.02M_{\odot}$ オーダーの質量を持った小質量雲と、 $1M_{\odot}$ の大質量雲という分類である。初めに、Cameron とその共同研究者が発展させた近年のモデルを簡潔に記述する (Cameron and Pine 1973; Cameron 1978a; DeCampli and Cameron 1979; chapter by Cameron)。彼らのシナリオは下記の通りである。

最初大質量雲は、木星質量オーダーの質量を持つ、所謂巨大ガス原始惑星に重力的に分裂する。原始惑星の内部では、ダスト粒子が中心に沈降し、コアを形成する。その後、周囲のガスの外層がコアに収縮、降着すれば、原始惑星は木星型惑星になる。一方で、太陽の潮汐作用や相互衝突によって最終的に外層がはぎ取られれば、原始惑星は地球型惑星となる。このモデルでは、木星型惑星はかなり容易に形成されるかも知れないが、地球型惑星の形成は明瞭でない。なぜなら上記の外層の消失は定量的に研究されていないからだ。さらに、惑星形成後に、使われずに残された大量の星雲ガスが太陽系から取り除かれるメカニズムを見つける必要がある。このモデルは、第 III 節で言及したような、そのような大質量の雲が崩壊して連星を形成しないという仮定の立証に加えて、多くの解決していない問題を含んでいる。

次に小質量の原始太陽系円盤を考察する。これは今までのところ、我々を含む多くの研究者によって研究されている (例えば, Safronov 1969; Kusaka et al. 1970; Weidenschilling 1977b; Wetherill 1980b; Hayashi 1981a, b を見よ)。 $0.01M_{\odot}$ ほどの小さな総質量は、現在の惑星系の質量に、太陽化学組成を再現する為に必要となる量の H_2 及び He を加えることによって導かれる。ここで、我々は $0.01M_{\odot}$ が雲の最小質量であると考えなければならない。なぜなら、同程度の質量は、惑星形成の様々な段階の間に太陽に落下し得るからである。

上記のように、星雲の質量の動径分布は、今日の惑星の質量と軌道から導かれる。すでに平衡状態に落ち着いた原始太陽系円盤の構造は、力のバランスと熱のバランスによって決

定される。平衡状態の星雲は、太陽の周りを円運動する平らな円盤である。その円盤の回転速度は、ケプラー円運動よりわずかに遅い。これは半径方向へのガス圧の小さな勾配の存在に依る (Fig.1 を見よ)。星雲の温度は太陽放射による加熱と熱放射の放出による冷却の間のバランスによって決まる。

Cameron の大質量星雲に反して、小質量星雲それ自身は、その自己重力が小さいので分裂することがない。また初めは、ダスト粒子が雲の赤道面へ沈降し始める (第 V 節で記述する)。ほとんどのダスト粒子が赤道面に沈降した時、雲は太陽可視放射に対して透明になり、結果として星雲ガスの温度は主にこの放射によって決定される。この場合、太陽からの距離 a での温度 $T(K)$ は、

$$T = 280 \left(\frac{L}{L_{\odot}} \right)^{1/4} \left(\frac{a}{1\text{AU}} \right)^{-1/2} \quad (\text{A-3})$$

で与えられる。ここで L はこの段階での、 L_{\odot} は今日の太陽光度である。以下では、 T の L に対する依存性が弱いことを考慮して、簡単のため $L = 1L_{\odot}$ とするけれども、我々は今、高い光度を持つ原始太陽の T-タウリ段階を考えつつあることを断っておく。

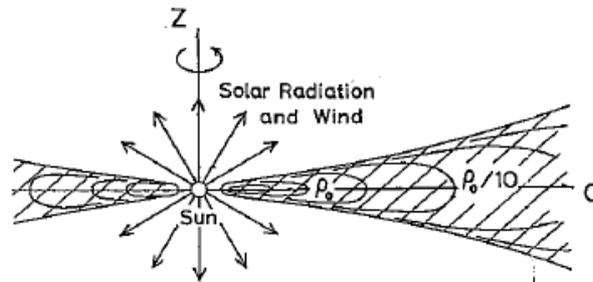


図 1 太陽と原始太陽系円盤。実線は円盤中の等密度線を表す。

Hayashi(1981b) は上記の透明な段階での平衡状態の星雲の円盤モデルを示した。彼は最初に、円盤中のダスト物質の面密度分布 σ_{dust} を、今日の惑星の質量と軌道半径 (巨大惑星のガス外層を除く) から決定した。その際、惑星がこれらのダスト物質の半径方向への最小限の移動によって最終的に形成されたと仮定している。結果、

$$\sigma_{\text{dust}} = \begin{cases} 7.1 \times \left(\frac{a}{1\text{AU}} \right)^{-3/2} \text{ g cm}^{-2} & \text{for } 0.35\text{AU} < a < 2.7\text{AU} \\ 30 \times \left(\frac{a}{1\text{AU}} \right)^{-3/2} \text{ g cm}^{-2} & \text{for } 2.7\text{AU} < a < 36\text{AU} \end{cases} \quad (\text{A-4})$$

を得た. ここで係数の違いは, 岩石物質に加えて, 氷物質は $T < 170\text{K}$ (H_2O 氷の凝結温度) の外側の領域で凝縮するという条件による. (A-3) に従えば $a > 2.7\text{AU}$ である. 次に彼は全域でのガス面密度 σ_{gas} (それは太陽化学組成を再現する必要がある) が下のような単純な形で表されることを示した.

$$\sigma_{\text{gas}} = 1.7 \times 10^3 \left(\frac{a}{1\text{AU}} \right)^{-3/2} \text{ g cm}^{-2} \quad \text{for } 0.35\text{AU} < a < 36\text{AU} \quad (\text{A-5})$$

上記の σ_{dust} , σ_{gas} の分布は図 2 に示されている. この星雲の全質量は $0.013M_{\odot}$ である. Hayashi(1981b) はさらに, z 方向の平衡条件から, 赤道面でのガス密度 ρ_{gas} と, 星雲の半値厚さ z_0 を得た. すなわち,

$$\rho_{\text{gas}} = 1.4 \times 10^{-9} \left(\frac{a}{1\text{AU}} \right)^{-11/4} \text{ g cm}^{-3} \quad (\text{A-6})$$

及び,

$$z_0 = \left(\frac{2kT}{\mu m_{\text{H}} GM_{\odot}} \frac{a^3}{GM_{\odot}} \right)^{1/2} = 0.047 \left(\frac{a}{1\text{AU}} \right)^{5/4} \text{ AU} \quad (\text{A-7})$$

である. (A-3) から (A-7) までは, 当然ながら近似式であるが, それらは全てとても単純な形で表現されており, 後の原始太陽系円盤の進化を研究するのに便利である. 今後我々は, 進化の様々な段階において物理量の評価が必要になる時は, これらの式を当てはめる.

V 微惑星の形成

平衡状態に落ち着いた後, 原始太陽系円盤に起こる最初の過程は, 星雲のガス成分と固体成分の分離である. 初期の段階では, 星雲中の乱流運動が残っていた可能性が高い. しかしながら, 乱流を励起する源がなければ, そのような乱流はすぐに減衰する (ter Haar 1950). 星雲の初期段階では対流も起こりうる (Lin and Papaloizou 1980; Lin 1981). 乱流運動と対流があるレベルまで減衰した後, ダスト粒子は太陽重力の z 成分によって星雲の赤道面に沈降し, 同時に合体によって成長する. 結果として, 極度に薄いダスト層が赤道面の周りに形成される. ダスト層は, 下に述べるように, 最終的に多くの微惑星に分裂する.

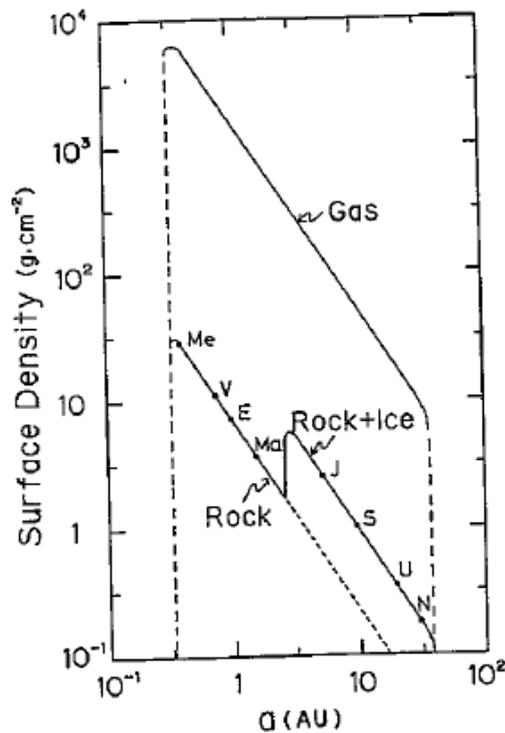


図 2 太陽からの距離の関数としてプロットした固体粒子の面密度分布. 各惑星の位置は Me, V, E, Ma, J, S, U, それに N で表される (Hayashi 1981b).

a ダスト粒子の成長と降着

初めに, 降着過程を考えよう. ガス抵抗が十分に大きいので, ダスト粒子は終端速度で z 方向に沈降する (例えば Nakagawa et al. 1981 を見よ).

$$v_z = -\frac{\rho_{\text{mat}}}{\rho_{\text{gas}}} \frac{r}{v_{\text{th}}} \frac{GM_{\odot}}{a^3} z \tag{A-8}$$

ここで ρ_{mat} と r はそれぞれ物質密度, 及びダスト粒子の半径であり, ρ_{gas} はガス密度, v_{th} は気体分子の平均熱速度である (すなわち $(8kT/\pi\mu m_{\text{H}})^{1/2}$). 例えば, 速度 v_z は $r = 1\mu\text{m}$, $a = 1\text{AU}$ のときに 10^{-2}cm s^{-1} 程度の値を持つ.

赤道面への沈降において, ダスト粒子は相互に衝突し, 付着成長する. いま, 粒子による質量の鉛直方向の掃引を考え, 粒子の最終的な半径を見積もる. ダスト粒子の成長は掃引

方程式により,

$$\frac{dm}{dz} = -p_s \pi r^2 \rho_{\text{dust}} \quad (\text{A-9})$$

と書かれる. ここで $m (= 4\pi\rho_{\text{mat}}r^3/3)$, p_s , $\rho_{\text{dust}} (= \sigma_{\text{dust}}/2z_0)$ はそれぞれ, ダスト粒子の質量, 付着確率, ダスト粒子の集合体の空間密度である. 初期半径 $r_0 < 1\mu\text{m}$ を持った粒子が, z_0 の高さから沈降し始めると考えよう. ここで z_0 は (A-7) で与えた, 星雲の厚さの半分の値である. p_s が一定と仮定して (A-9) を積分し, 高さ z に到達した時の粒子半径 r が,

$$r = r_0 + (1 - z/z_0)r_m \quad (\text{A-10})$$

$$r_m = \frac{p_s \sigma_{\text{dust}}}{8\rho_{\text{mat}}} \quad (\text{A-11})$$

で与えられる. ここで σ_{dust} は (A-4) で与えられたダスト面密度である. 上記の r_m は r_0 よりはるかに大きく, 鉛直方向の掃引により達する最大半径を与える (Safronov 1969). 簡単のため $p_s = 1$ と置くと, 地球, 木星, 海王星軌道のそれぞれで $r_m = 4.4, 3.2, 0.2$ を得る. ここで地球に関しては $\rho_{\text{mat}} = 2 \text{ g cm}^{-3}$ と置き, 後の 2 つに関しては 1 g cm^{-3} と置いた.

次に, 降着時間を見積もる. 粒子が成長するにつれて, その降着速度 v_z は粒子半径 r に比例して増加する. 結果として, 他の小さな粒子との衝突はますます頻繁になり, 成長はさらに加速する. このことは, 成長と降着が協同的であるということである. (7), (8), (A-10) を用いて $dt = dz/v_z$ を積分することにより, z_0 から z までの降着時間

$$t_{\text{sed}} = \frac{4}{\pi^{3/2}} \frac{t_K}{p_s \zeta} \frac{1}{1 + r_0/r_m} \ln \left(\frac{z_0 r}{z r_0} \right) \quad (\text{A-12})$$

を見出す. ここで $t_K (= 2\pi(a^3/GM_\odot)^{1/2})$ は考えている惑星領域でのケプラー周期であり, ζ はもともと星雲に含まれるダスト粒子の質量分率である (第 IV 節で記述した我々のモデルでは $a < 2.7\text{AU}$ では $\zeta = 1/240$ であり $a > 2.7\text{AU}$ では $\zeta = 1/56$ である). いま, 例として $z = z_0/10$, $p_s = 1$, $r_0 = 1\mu\text{m}$ と置くと, 地球, 木星, 海王星軌道のそれぞれにおいて $t_{\text{sed}} = 2 \times 10^3, 4 \times 10^3, 4 \times 10^4 \text{ yr}$ を見出す.

上記の t_{sed} の値は t_K より約 10^3 倍大きく, t_{sed} はガス密度にも温度にも依らないことに注意しなければならない. それは基本的に, ダスト粒子の質量分率と考えている領域で

のケプラー周期によって決定される。降着は平衡状態になる前の原始太陽系円盤の収縮初期段階に起こりうる。そのような段階においてさえ、ダスト粒子が (A-8) で与えられる終端速度で沈降する限り、降着時間は (A-12) で与えられる。そして、その段階での降着は感知できない。なぜなら t_{sed} は上記で言及したような t_K (つまり自由落下時間) より 10^3 倍大きいからである。

Nakagawa et al. (1981) と Weidenschilling (1980) は、平衡状態にある原始太陽系円盤における上記の成長と降着の数値シミュレーションを、ダスト粒子の質量分布関数の時間的、空間的な変化を計算することによって行った。これらの研究は類似の結果を得た。それは、どのシミュレーションも、上記の単純な見積もりと本質的によく一致しているということである。例えば、Nakagawa et al. (1981) は、地球形成領域では、cm サイズのダスト粒子からなる薄いダスト層が、降着開始から約 3×10^3 年で形成されることを示した (図 3 を見よ)。

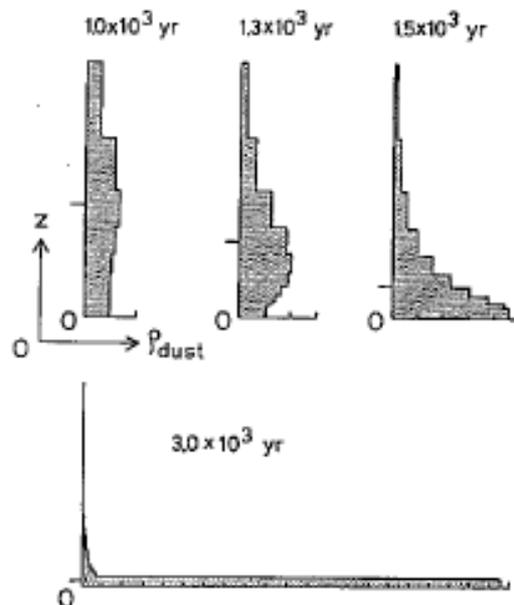


図 3 地球形成領域における、 z 方向に降着するダスト粒子の密度分布。横軸は初期値を 1 とした密度 $\rho_{\text{dust}}(z)$ 、縦軸は z 軸である。

上記で考慮した厚さ方向の速度 v_z に加え、ダスト粒子は、円盤ガス (それはケプラー角速度よりわずかに小さい角速度で回転している) の抵抗による、半径方向の速度 v_r も持つ

ている。降着の早い段階では、 v_r は v_z に比べて無視できるほど小さいが、ダスト粒子が赤道面に近づく頃に v_z より大きくなる。それはつまり、 z が大体 $0.1z_0$ より小さくなる頃である。この場合、ダスト粒子は (A-11) で与えられた最大半径をさらに超えて成長し得る。その成長は半径方向の降着による。Nakagawa et al. (1985) は、この効果を考慮に入れ、付着確率を 1 とし、地球、木星、海王星形成領域のそれぞれで、ダスト粒子の半径は 18cm, 5cm, 0.5cm まで成長しうることを示した。ダスト粒子の最大半径に関しては、未だ問題が残っている。例えば、Weidenschilling(1980) は、そのような大きな固体の付着確率は、1 よりずっと小さく、例えば地球形成領域では、1 cm を超えて成長できない可能性があるとして指摘した。

b ダスト層の重力分裂

降着が進むにつれて、ダスト層は密度の著しい増加を伴ってますます薄くなる。密度がロシュ密度 $3.5M_\odot/a^3$ (Jeans 1929) を上回った時、ダスト層は重力的に不安定になり、分裂すると考えられる。例えば 1AU において、層の厚さが星雲の厚さの約 $1/10^5$ になった時にダスト層の密度がロシュ密度に到達する。Safronov(1969), Hayashi(1972), それに Goldreich and Ward(1973) はこのような薄いダスト層の重力不安定性を研究し、同じ結論に達した。それは、無数の惑星の卵、いわゆる微惑星が、ダスト層の重力分裂の結果として生まれるということである。

次に、重力不安定による微惑星の形成について考える。ケプラー角速度 $\Omega_K [= (GM_\odot/a^3)^{1/2}]$ で公転している薄い層の場合、 $e^{i(\omega t + kr)}$ という形の円環型摂動の分散関係は、

$$\omega^2 = \Omega_K^2 - 2\pi G\sigma k + c_s^2 k^2 \quad (\text{A-13})$$

で与えられる。ここで σ は層の面密度、 c_s は音速である (Toomre 1964; Goldreich and Lynden-Bell 1965a, b)。もし $\omega^2 < 0$ ならば、層は摂動に対して不安定であり、 $\omega^2 > 0$ ならば安定である。 ω^2 は k の 2 次関数なので、不安定性は音速 c_s が臨界値 $c_s^* = \pi G\sigma/\Omega_K$ より小さい時、またはそれと同等に、面密度 σ が臨界値 $\sigma^* = \Omega_K c_s/\pi G$ より大きい時に起こることが容易に分かる。この尺度を我々のガス原始太陽系円盤モデルに適用すると、(A-5) で与えられる面密度 σ_{gas} は σ^* より小さいので、円盤は常に安定であることが分かる。故に、我々の考えている小質量円盤はガスの断片に崩壊することはなく、一方で

Cameron のモデルの円盤は $\sigma > \sigma^*$ なので不安定であることが分かる (Cameron and Pine 1973; Cameron 1978a). それは多くのガス原始惑星, 若しくは比較的少数の大きな天体, つまり連星や三重星に分裂しうる.

次に, ダスト層に上記の分散関係を適用する. ここで, ダスト層は, 質量密度は無視できるが圧力が無視できないガス分子も含むとする. 一般に, このような媒質の音速は, $c_s^2 = \gamma(p_{\text{gas}} + p_{\text{dust}})/(\rho_{\text{gas}} + \rho_{\text{dust}})$ で与えられる. ここで γ は 1 のオーダーの値を持つ比熱比, $p_{\text{gas}}, p_{\text{dust}}, \rho_{\text{gas}}$, そして ρ_{dust} はそれぞれ, ダスト層のガス成分, ダスト成分の圧力と質量密度である. ダスト粒子の堆積が進むにつれて, 音速 c_s は小さくなっていく. なぜなら近似的に $c_s^2 \simeq \gamma p_{\text{gas}}/\rho_{\text{dust}}$ であり, ここで p_{gas} が一定であるのに対し ρ_{dust} は堆積によって増加するからである. c_s が臨界値 c_s^* より小さくなった時, ω^2 は臨界値 $k^* = \Omega_K^2/\pi G\sigma$ 近傍の波数に関して負になる (図 4 を見よ). 従って, ダスト層は多くのリングに分裂し始め, さらに, これらのリングは多くの破片に割れる. これは微惑星形成のメカニズムである. 今, 上記の k^* の式を用いて, 微惑星の平均質量が,

$$m = \pi\sigma_{\text{dust}} \left(\frac{2\pi}{k^*}\right)^2 = (2\pi)^2 \left(\frac{\sigma_{\text{dust}}\pi a^2}{M_\odot}\right)^3 M_\odot \quad (\text{A-14})$$

と見積もられる. この式は地球, 木星, 海王星形成領域でそれぞれ $1.2 \times 10^{18}, 1.1 \times 10^{21}, 1.6 \times 10^{22}$ g を与える. (A-14) は平均質量の大きさのオーダーのみを与えることに注意しなければならない. なぜなら収縮するリングの分裂は未だによく分かっていないからである.

条件 $c_s = c_s^*$ より, 重力不安定が始まる頃におけるダスト層の厚みの半分の値は 1AU において 1 m ほどの小ささである. この時の密度 ρ_{dust} は 1 AU において 0.1 g cm^{-3} であり, これはロシュ限界 $2 \times 10^{-6} \text{ g cm}^{-3}$ よりもはるかに大きい. これらの極端な値は, 一部はダスト層を 1 成分流体として扱っていることにより, 一部はダスト層の外側の境界で働く外向き圧力を無視していることによる. 実際, Hayashi (1977) はガスとダストからなる 2 成分流体の重力不安定を研究した. その際, それらの間にある摩擦の相互作用を考慮した. そして, 不安定性は密度がロシュ限界をわずかに超える頃に始まることを示した. Coradini et al.(1981) も 2 成分理論に基づいた類似の結果を得, さらに, 破片の凝縮はガス抵抗力の影響下にあることを指摘した. 最近, Sekiya (1983) はさらに詳細に問題を研究し, 外向き圧力と z 方向への摂動運動を十分に考慮に入れた分散関係を導いた. 彼は, 不安定性は前の 1 成分理論よりも早く始まり, 速く成長するが, そのように形成される微惑星の質量は (A-14) で与えられるものよりわずかに小さいだけであることを見出した. 不

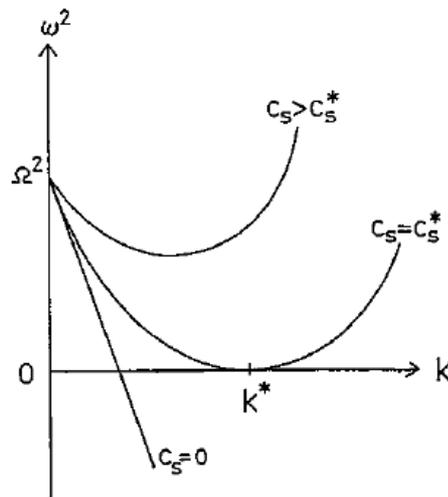


図 4 薄い回転円盤の分散関係. 音速 c_s が臨界値 c_s^* より小さくなると, 臨界波数 k^* 近傍の波数 k で不安定性が起こる.

安定性の再検証の結果を要約すると, ダスト層の分裂は, 密度がロシュ限界よりも少々大きくする時に始まり, 微惑星の平均質量はそれでもなお (A-14) で与えられる.

最後に, 境界層において幾らかの乱流が存在しうることには留意しなければならない. その境界層は, Goldreich and Ward (1973) と Weidenschilling (1980) が指摘したように, 円盤ガスとダスト層の速度差によって, ダスト層の両側に形成される. このような乱流はダスト粒子をかき混ぜ, ダスト層が薄くなるのを防ぎうる. Weidenschilling (1980) は, ダスト粒子が 1AU において 1cm サイズまで成長し, 外側の領域でそれより小さな一定のサイズまで成長するならば, ダスト粒子は乱流の影響を受けないことを示した. 上記で見たように, ダスト層中のダスト粒子はこのようなサイズに成長すると考えられている. 従って, このような乱流はダスト層の重力不安定を抑制しないと考えられる.

VI 地球型惑星と巨大惑星コアの形成

第 V 節 b. で記述したような, ダスト層の破片として形成された微惑星は, 相互衝突を通して集積成長して, 最終的に地球型惑星と巨大惑星コアを形成する. 微惑星の集積は多くの著者によって研究されている. ほとんどの者は, ガスの影響を受けない条件で起こる集積を, ガス円盤が集積のとても早い段階で容易に消えうるとい暗黙の仮定の下で研究

した (例えば Safronov (1969); R. Greenberg et al. (1978b); Wetherill (1980a, b) を見よ). 他方では, 我々は, 下に記述するように, 原始太陽系円盤のガス成分が集積の段階, 少なくとも木星と土星の形成まではなお残っているという観点から我々の理論を発展させた (ガスの消失時間は第 VII 節 c. で見積もる). この節では始めに合体断面積と微惑星間の相対速度を考える. 次に, これらの量から, 成長時間のある単純な場合において見積もる. それから, 惑星成長の詳細な数値研究結果を示す. 最後に, 巨大天体が形成された時, 巨大天体の成長は, その重力が周囲のガスを引きつけて, ガス抵抗が著しく増加した為に加速されたということを示す.

a 合体断面積

孤立物体に関する重力的な衝突断面積 (つまり太陽重力がない) は,

$$\sigma_{\text{col}} = \pi(r + r')^2(1 + 2\theta) \quad (\text{A-15})$$

$$\theta = G(m + m')/v^2(r + r') \quad (\text{A-16})$$

で与えられる. ここで r, r', m および m' はそれぞれ衝突する二つの微惑星の半径と質量, v はそれらの相対速度, そして θ は Safronov 数 (Wetherill (1980b) によって名付けられた) であり, 重力的集約による断面積の増大を表す. しかしながら, 上の (A-15) が太陽の周りを回る微惑星にとって良い近似かどうかは, 高速衝突, つまり $\theta < 1$ の場合を除いて, 未だ明らかではない.

Nishida (1983) は, 太陽重力場内で起こる衝突頻度を, 同一平面上の制限付き 3 体問題のフレームワーク内で, 大量の軌道を直接数値計算するという手を使って研究した. 彼の結果は, 低速衝突の場合, 衝突頻度 $\sigma_{\text{col}}v$ が, 自由空間の場合に比べて約 2 倍に増大することを示した. Nishida はまだ基準面から外れた軌道の衝突の場合を計算していないので, 一般の場合での増大ファクターは現在よく知られていない. しかし, 一般的に増大傾向があることに留意しなければならない.

一方で, 衝突断面積の増大において, 潮汐の影響が無視できないということが明らかになりつつある. Nakazawa and Hayashi (1985) は 2 体衝突の数値的研究において, 潮汐破壊による合体断面積の有効な増加を発見した; 彼らは簡単のためガス抵抗のない状況

を仮定し、 R_p の半径を持つ惑星と、その重力に引かれる N 個の物体からなる微惑星の近接衝突をシミュレートした ($N = 560$)。彼らの結果は、もし惑星と微惑星に最接近した時の距離が、岩石微惑星 (物質密度 $\rho_{\text{mat}} = 3.34 \text{ g cm}^{-3}$ を持つ) の場合は $1.8R_p$ 、氷微惑星の場合は $2.8R_p$ ($\rho_{\text{mat}} = 1.67 \text{ g cm}^{-3}$) の時に、微惑星は潮汐によってほとんど完全に破壊されるということを示す。さらに、ほとんど全ての破片は Hill 圏から脱出せず、惑星の束縛軌道に捕獲される (図 5)。ここで、原始太陽系円盤の存在を想起せねばならない；惑星の周りでの公転の間、破片は周囲にあるガスの抵抗によってすぐに惑星に集積する。これは合体と等価であり、合体は最接近したときの距離が $f(r + r')$ より小さいときに起こることを考慮しなければならない。ここで、太陽系の内側の領域と外側の領域のそれぞれで $f = 1.8$ または 2.8 である。従って、(A-15) を、

$$\sigma_{\text{col}} = \pi(r + r')^2 f^2 (1 + 2\theta/f) \quad (\text{A-17})$$

と書き換えなければならない。そういう訳で、合体断面積 σ_{col} は、 $2\theta/f < 1$ の場合に、係数 f^2 だけ大きくなる。今後は合体断面積に (A-17) を採用するが、その際、上記で言及した自由空間近似による幾らかの不確かさが残っていることに注意する。

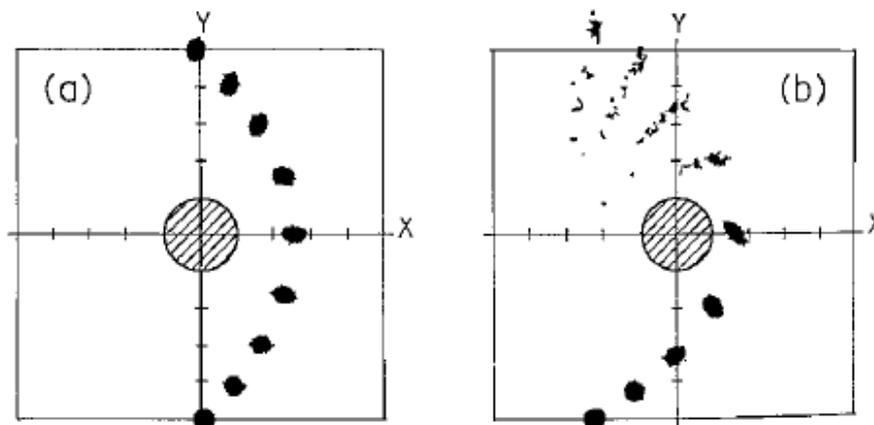


図 5 惑星に近接する微惑星の潮汐破壊。(a):最接近距離が fR_p より小さければ (f と R_p はそれぞれ本文中に示した係数と惑星半径), 接近する微惑星は破壊されず, 変形のみ受ける。(b):最接近距離が fR_p より小さければ, 微惑星は破壊され, 破片はほとんど全て惑星によって重力的に捕獲される。

b ランダム速度

太陽の周りを回る微惑星同士の相対速度の大きさを考える。お互いの遭遇による重力的散乱の結果として、微惑星のランダム運動は励起される。ランダム運動は、同じ長半径を持つが離心率と傾斜を持たないケプラー運動からの差を意味する。一方で、もしランダム運動が大きすぎるならば、それは円盤ガスの抵抗によって散逸する。結果として微惑星は、上記の励起と減衰のバランスによって決定される平衡ランダム速度を持っている。微惑星間の相対速度はランダム速度の大きさと同じオーダーである。

まず第一に、散乱によるランダム運動の励起を考える。自由空間における重力的散乱の場合、励起時間 t_{exc} は Chandrasekhar 緩和時間 (Chandrasekhar 1942, 48-79) によって与えられる。

$$t_{\text{exc}} = \frac{1}{n\sigma_{\text{exc}}v} \quad (\text{A-18})$$

ここで、

$$\sigma_{\text{exc}} = \pi \left(\frac{2Gm}{v^2} \right)^2 \ln \Lambda \quad (\text{A-19})$$

$$\Lambda = \frac{v^2}{2Gm} \left(\frac{1}{n} \right)^{1/3} \quad (\text{A-20})$$

ここで n は微惑星の数密度、 v は平衡ランダム速度であり、簡単のため全ての微惑星は同じ質量 m を持つと仮定する。(A-20) は、 Λ が 90° 散乱の時の衝突パラメータ $2Gm/v^2$ に対する平均分離距離 $n^{-1/3}$ の比であることを示唆する。(A-19) は励起断面積は 90° 散乱のときよりファクター $\ln \Lambda$ だけ大きいことを示す。(A-18) は自由空間において2体散乱が連続して起こるといった仮定の下で導かれることに注意せよ。今後この方程式を採用するが、太陽の周りを回る微惑星の場合に常に良い近似となるかどうかは未だ明確でない。

次に、ランダム運動の減衰におけるガス抵抗の効果を考える。微惑星に働くガス抵抗力 F_D は

$$F_D = \frac{1}{2} C_D \pi r^2 \rho_{\text{gas}} (\Delta u)^2 \quad (\text{A-21})$$

と書かれる. ここで C_D は, レイノルズ数 Re とマッハ数 Ma に依存する無次元の抵抗係数であり, Δu は微惑星と円盤ガス間の相対速度である. 簡単のため $C_D = 1$ とおく. なぜなら, Adachi et al. (1976) と Weidenschilling (1977a) に従えば, もし周囲のガスに与える重力の効果が無視できるならば, C_D は質量が 10^{18} より大きい微惑星に関して 0.5 と 1.5 の間の値を取るからである (この重力の効果に関する第 VI 節 e. も見よ). 今, ランダム運動の減衰時間 t_{dis} は,

$$t_{\text{dis}} = \frac{mv}{F_D} \simeq \frac{2m}{\pi r^2 \rho_{\text{gas}} v} \quad (\text{A-22})$$

で与えられる. ここで簡単のため, $\Delta u \simeq v$ とした.

$t_{\text{exc}} = t_{\text{dis}}$ と置くと, 平衡ランダム速度 v , 及び対応する離心率 e と軌道傾斜角 i は,

$$\frac{v}{v_K} = e = \sqrt{2}i = \left[\left(\frac{a\sigma_{\text{dust}}}{r^2 \rho_{\text{gas}}} \right) \ln \Lambda \right]^{1/5} \left(\frac{m}{M_{\odot}} \right)^{2/5} \quad (\text{A-23})$$

と書ける. ここで a は日心距離, $v_K (= (GM/a)^{1/2})$ はケプラー速度である (導出のため, Hayashi et al. (1977) 及び Nakagawa (1978) を見よ). 離心率 e と軌道傾斜角 i の間に近似的な等分配が存在することに注意せよ. 我々の原始太陽系円盤モデルにおける σ_{dust} と ρ_{gas} の表式は (A-4) と (A-6) でそれぞれ与えられる. それらを (A-23) に代入して, 以下の結果を得る.

地球, 木星, 海王星軌道での e の値は, 質量 m の関数として図 6 のようにプロットされる. この図は, $m = 10^{18}$ g の時に e が 10^{-4} 10^{-3} のオーダーであり, 質量増加に伴って徐々に e が大きくなることを示す. これは, 質量の増加とともに, ガス抵抗によるランダム運動の減衰効果が小さくなる一方で, 散乱による励起がより効果的になるという事実を反映する. さらに, v の値を用いて, 2θ と t_{exc} の値を計算できる. 図 6 において, (A-17) 中に現れる増大ファクター $2\theta/f$ は点線で示されている. $2\theta/f$ は 1 のオーダーの値をとり, 故に衝突断面積の重力的増大は, 微惑星が (A-23) で与えられた平衡速度を持って衝突する限り大きくはない. 励起時間 $t_{\text{exc}} (= t_{\text{dis}} \propto m^{1/15})$ は質量 m にとても小さく依存し, 地球, 木星, 海王星領域のそれぞれで, だいたい 10^4 , 10^6 , 10^8 年という値をとる. この励起時間は第 VI 節 c.-f. で述べるような惑星成長時間に比べてとても小さいことに注意しなければならない.

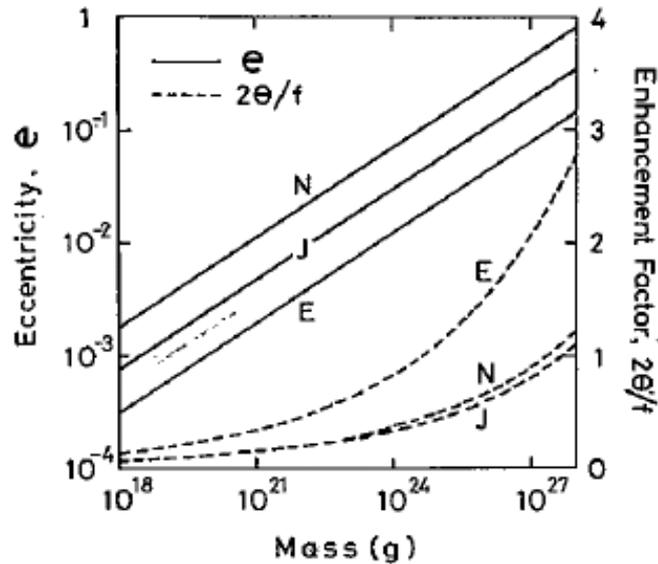


図 6 微惑星の質量の関数としてプロットした離心率 e と増大ファクター $2\theta/f$. 微惑星は全て等質量と仮定している. 地球, 木星, 海王星領域はそれぞれ, E, J, N で表される. E については $f = 1.8$ と置き, J, N については 2.8 と置いた (Nakagawa et al. 1983).

c 動径移動がない場合の成長時間

ここで, 第 VI 節 b. と同様に, 微惑星がそれぞれ同じ質量を持っていると仮定する. さらに, 簡単のため, 微惑星の動径移動が無いと仮定する. それ故に, 質量面密度分布は (A-4) で与えられる (上記の 2 つの仮定は第 VI 節 e. で除かれる). そして, 微惑星の数密度 n は次のように与えられる.

$$n = \frac{\sigma_{\text{dust}} \Omega_K}{2mv} \tag{A-24}$$

ここで $\Omega_K (= 2\pi/t_K)$ はケプラー角周波数である; $v/\Omega_K (\simeq \sqrt{2ai})$ は微惑星層 (つまり微惑星が公転している円盤状領域) の厚さの半分の値を表すことに注意せよ. いま, 惑星の成長時間 t_{grow} を, (A-17) で与えられた衝突断面積 σ_{col} と, (A-23) で与えられた相対速度 v を用いて見積もることが出来る. すなわち,

$$t_{\text{grow}} = \frac{1}{n\sigma_{\text{col}}v} = \frac{\rho_{\text{mat}}r}{3\pi\sigma_{\text{dust}}} \frac{t_K}{f^2(1 + 2\theta/f)} \tag{A-25}$$

を得る. ここで $\rho_{\text{mat}} (= 3m/4\pi r^3)$ は微惑星の物質密度である. σ_{dust} に (A-4) を用いて, 最終的に

$$t_{\text{grow}} = \left(\frac{1.5}{0.22} \right) \frac{10^4}{f^2(1+2\theta/f)} \left(\frac{m}{10^{18}g} \right)^{1/3} \left(\frac{a}{1\text{AU}} \right)^3 \text{ yr} \quad (\text{A-26})$$

を得る. ここで係数 1.5 及び 0.22 は, 惑星形成領域が $a < 2.7\text{AU}$ 及び $a > 2.7\text{AU}$ にそれぞれ対応する.

成長時間 t_{grow} は, Safronov 数を通してのみ, ランダム速度 v に依存している. それ故に, 図 6 に示されるように $2\theta/f < 1$ の場合, t_{grow} は ra^3 に比例する. すなわち, 太陽からの距離が増加するにつれ, t_{grow} は a^3 に比例して急速に増加する. なぜなら t_K と $1/\sigma_{\text{dust}}$ の両方が $a^{3/2}$ に比例するからである. 今, (A-26) より, 地球に対して 3×10^7 年の成長時間 ($m=1M_{\oplus}$), 木星コアに対して 1×10^9 年の成長時間 ($m=10M_{\oplus}$) を得た一方で, 海王星コアに対して 2×10^{11} の成長時間を得, これは太陽系の年齢をはるかに超えている. このような非現実的な成長時間は, 次の節で示すような, 惑星成長を加速させるいくつかの重要な過程を見落としていることを示唆する.

d 成長時間における動径移動の効果

上記の議論では, 動径方向への微惑星の移動, すなわち軌道長半径の変化は考慮しなかった. 実際, 重力散乱は微惑星の動径拡散を引き起こす (Nakagawa (1978), Nakagawa et al. (1983)). さらに, ガス抵抗が, 微惑星の太陽への緩やかな移動を引き起こす (Adachi et al. (1976); Weidenshilling (1977a)). このような, σ_{dust} が大きい領域からの移動は, 惑星成長を加速させ得る. まず, 動径方向への拡散を考える. 軌道離心率 e および励起時間 t_{exc} を用いて, 拡散係数 D_r は $D_r = e^2 a^2 / t_{\text{exc}}$ と書かれる. D_r の表式を用いて, 動径方向の拡散の特徴的時間 t_{dif} を, 微惑星が距離 $a/10$ まで拡散するのに必要な時間として定義する. すなわち,

$$t_{\text{dif}} = (a/10)^2 / D_r = t_{\text{exc}} / 100e^2 \quad (\text{A-27})$$

である. この拡散時間 t_{dif} は集積初期段階において成長時間 t_{grow} よりもはるかに大きい. しかし, 微惑星の質量が $10^{25}g$ 以上に成長したとき t_{dif} は t_{grow} より小さくなる. なぜならランダム速度が質量とともに増加するからである. 従って, 惑星成長における拡散の効果はもはや無視できず, それ故に成長時間は (A-25) では与えられない. 事実, Nakagawa

et al. (1983) は数値シミュレーションによって、拡散が惑星成長をかなり加速させることを見出した (第 VI 節 e. で記述). 次に、ガス抵抗による微惑星集団の内側への流入を考える. 動径方向への流入速度 v_r は

$$v_r = - \left(\frac{C_D \pi r^2}{m} \right) \rho_{\text{gas}} a (e + i + \eta) \eta v_K \quad (\text{A-28})$$

で与えられる. ここで η はガス圧力勾配の太陽重力に対する比の 1/2, つまり

$$\eta = - \frac{1}{2} \left(\frac{dp_{\text{gas}}}{da} \right) / \left(\frac{GM_{\odot} \rho_{\text{gas}}}{a^2} \right) = 1.8 \times 10^{-3} \left(\frac{a}{1\text{AU}} \right)^{1/2} \quad (\text{A-29})$$

である (Adachi et al. (1976); Weidenshilling (1977a)). 内側への流入の特徴的時間 t_{flow} は、微惑星が動径方向に距離 $a/10$ だけ移動するのに必要な時間として、

$$t_{\text{flow}} = \frac{a/10}{|v_r|} = \frac{t_{\text{dis}}}{10\eta} (1 + \eta/e) \quad (\text{A-30})$$

と与えられる. 流入速度 v_r はかなり小さく、流入時間 t_{flow} は成長時間 t_{grow} より大きい. 従って、動径方向の流入は惑星成長にとって本質的ではないと予想される.

上記の移動に加えて、より正確に成長時間を見積もるため、微惑星のサイズ分布も考慮に入れなければならない. なぜならば、動径方向への移動は異なる質量を持った微惑星の混合を引き起こすからである. このような理由で、下に記述するような数値シミュレーションが必要となる.

e 集積の数値シミュレーション

集積過程の研究には 2 つの異なるアプローチがある. 1 つは軌道を直接計算することによって N 体問題を解くこと, もう 1 つは分布関数を用いた統計処理という手法でシミュレートすることである. もし全ての微惑星の軌道が直接計算されれば、原理的には散乱断面積、合体断面積の知識は必要なくなる点が前者は優れている. しかし、もし粒子数 N がとても大きければ、現実的な困難が発生する. 初期段階の微惑星の数は 10^{12} 個のオーダーである. それ故、分布関数を用いる後者のアプローチが、少なくとも惑星成長の初期の段階では望ましい.

Nakagawa et al. (1983) は、微惑星分布の成長方程式を、 m と a の関数として求めた. 方程式は第 VI 節 d. で言及した、合体と内側への流入、動径方向への拡散を示す項を含む.

方程式全体はとても複雑なので、単に概略的に

$$\frac{\partial}{\partial t}\sigma(m, a) = (\text{inward flow}) + (\text{diffusion}) + (\text{coalescence}) \quad (\text{A-31})$$

とだけ書く (詳細は Nakagawa et al. (1983) を見よ). ここで $\sigma(m, a)dm$ は、質量 $m \sim m+dm$ を持ち、太陽中心距離 a に位置する微惑星の質量面密度である. (A-31) 中、拡散項は、角運動量が厳密に保存されるという形を持つ. さらに、潮汐破壊の効果が、第 VI 節 a. で言及したファクター f を通して合体項の中に考慮されている. しかしながら、衝突分裂を示す項は下記の理由により (A-31) 中に含まれていない. (ここでガス抵抗の効果を想起せねばならない) もし衝突分裂が起きても、破片はガス抵抗によって容易に減速され重力により再び合体しうる. Fujiwara and Tsukamoto (1980) は壊滅的な破壊のときに生成される破片の運動を実験的に研究し、衝突地点から排出される非常に小さい粒子を除いて、ほとんどの破片は相対的に小さい速度を持つことを見出した. これらの結果から、ガス円盤中では衝突による分裂は集積に大きな影響を与えないことが予想される.

Nakagawa et al. (1983) は (A-31) を、地球、木星、土星、海王星という典型的な 4 つの惑星形成領域において数値的に積分し、原始的な地球、木星、土星、海王星が $1 \times 10^{27} \text{g}$ の質量を持つまでに成長する時間がそれぞれ、 5×10^6 , 1×10^7 , 1.6×10^8 , 4.6×10^9 年であることを見出した (表 II). 彼らはまた、大きな天体が 10^{25}g 程度まで成長した後、動径方向への拡散は効果的に集積を加速することも見出した. 換言すれば、 a が小さい領域にある微惑星は、(A-26) より成長が早く、結果として生じるより大きな微惑星 (より大きな可動性を持つ) は、 a が大きい領域に拡散する. すなわち、惑星成長は最初は遅い. 結果として、このような外側の領域での集積は加速される. 実際、計算した成長時間は、増大ファクター $2\theta/f$ がまだ 1 のオーダーのままであるけれども、(A-26) から得られる結果よりかなり小さい (図 7 を見よ). 得られた質量分布の形を図 8 に示す. ここで $m\sigma(m, a)$ は質量 m の関数としてプロットされている.

Nakagawa et al. (1983) は、ほとんどの巨大微惑星が $1 \times 10^{27} \text{g}$ に成長した段階で計算を打ち切った. なぜなら、終盤の段階では、分布関数 $\sigma(m, a)$ の取り扱いが意味をなさなくなる、つまり、全ての計算領域において巨大微惑星の存在する割合がとても小さくなるからである. 彼らは最終的な地球の成長時間を 1×10^7 年と見積もった. その際、(A-26) で与えられたスケーリング則 $t_{\text{grow}} \propto m^{1/3}a^3$ を使って推定している. この成長時間は Safronov (1969) と Wetherill (1980a, b) によって得られた値 (彼らは潮汐合体と動径拡散の効果を考慮に入れなかった) の約 10 分の 1 である. 質量 $1 \times 10^{27} \text{g}$ の原始木星及び原

表 2:惑星の成長時間 (yr)

Mass	Planet		
	Earth	Jupiter	Saturn
1×10^{27} g ^a	5×10^6	1×10^7	2×10^8
Present mass or critical core mass ^b	1×10^7	4×10^7	6×10^8

^aGrowth times for this mass are the results of numerical simulation by Nakagawa et al. (1983).

^bThe critical core mass is assumed to be $10 M_{\oplus}$. These values of growth time, obtained from the scaling law, i.e., Eq. (26), are further reduced by a factor 2 or 3 owing to the gas drag effect found by Takeda et al. (1985).

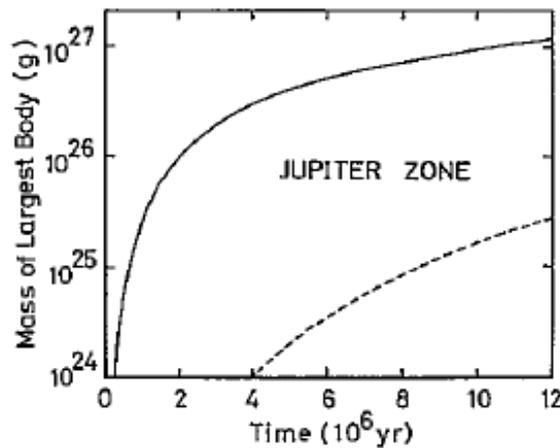


図 7 木星領域で成長する、最大級の微惑星の質量 (実線). 比較のため、動径方向の移動がない場合に (A-26) で与えられる質量の成長を破線で示す (Nakagawa et al. 1983).

始土星は、周囲の大気が重力的に不安定になり、天体に降着する前に、さらに $10M_{\oplus}$ まで成長しなければならない (第 VII 節で記述). 上記のスケーリング則を使って、原始木星及び原始土星の質量がそれぞれ 4×10^7 , 6×10^8 年で $10M_{\oplus}$ に成長することが見積もられる (表 2).

上記の結果は、海王星形成領域では、ほとんどの巨大天体が太陽系の全年齢をかけて 1×10^{27} g までしか成長しないことを示唆する. このことは、第 VI 節 f. で再び指摘するように、上記の研究が未だ不完全であることを示す. ここで、我々は相互作用する多数の天体を統計的に扱うことによって、成長時間の平均値を計算した. しかしながら、惑星成長が、揺らぎが平均値より大きいような確率過程である場合には、この取り扱いは崩壊する. 例えば、ケプラー運動する 2 天体の大きな散乱が連続的に起こる小さな角度の散乱より支配

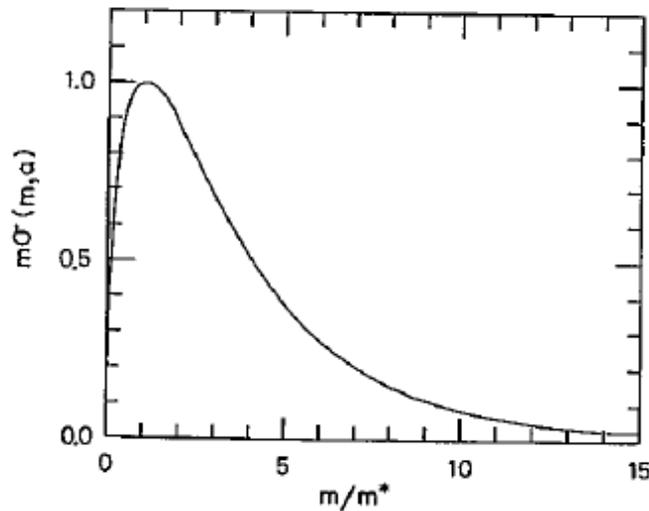


図 8 m/m^* の関数としてプロットした $m\sigma(m, a)$ の典型的な形. ここで m^* は曲線がピークとなる質量.

的である場合である.

f 成長の加速：ガス抵抗効果と重力作用を受ける巨大天体

固体集積は, (A-25) に示されるように, 質量面密度 σ_{dust} が大きい場合, 若しくは Safronov 数 θ が大きい場合に加速される. しかしながら, 面密度を有意なファクターで増加させることは出来ず, 惑星形成の完了後に, 使われずに残った大量の質量を太陽系から除去することは難しいように思える. それ故, 下の記述の中で, 後者の可能性を考える.

θ の大きな値を得るため, より小さな衝突速度が必要である. これらの数値計算の中で Nakagawa et al. (1983) は, 重力の効果を受けない天体のガス抵抗則に基づいた平衡ランダム速度を利用した. 我々はこのガス抵抗則を再び考えるべきである. $10^{26}g$ より大きい原始惑星は周囲の円盤ガスを引きつけ, 自身の大気を形成する (第 VII 節 a. を見よ). このような大きな天体に働くガス抵抗は, 重力の影響を受けない天体のガス抵抗則によるそれよりはるかに大きいであろう. 最近, Takeda et al. (1985) は重力を受ける球状の天体周囲へのガスの一様な流入を数値シミュレーションし, (A-21) で定義された抵抗係数 C_D が, 超音速の場合と亜音速の場合 ($\theta \gg 1$) の両方で 1 より有意に大きいことを見出し

た。彼らの結果のいくつかは図 9 に示される。ここで C_D は Mach 数 M とパラメータ Gm/rv^2 の関数としてプロットされる。 v は無限遠方での流入速度であり、(A-21) に現れる相対速度 Δu と同じである。パラメータ Gm/rv^2 は Safronov 数とほぼ等しい値を持つことに注意せよ。抵抗係数 C_D が Gm/rv^2 と Mach 数の増加とともに急速に増加するのがわかる。これらの結果から、Takeda et al. は、表 2 の中で与えられる惑星成長時間は少なくとも $1/2 \sim 1/3$ に減少すると見積もった。我々は海王星形成領域において、上記のような集積成長時間の減少を予期することが出来ない。なぜなら、第 VII 節 d. で記述するように、海王星（それに天王星も）は、原始太陽系円盤がすでに消失した段階でほとんど成長すると考えられるからである。それ故に、原始天王星と原始海王星のランダム運動の散逸に関しては、ガス抵抗のかわりに、いわゆる力学的摩擦の効果、それに非弾性過程（例えば合体、分裂、潮汐の働き）を考えなければならない。

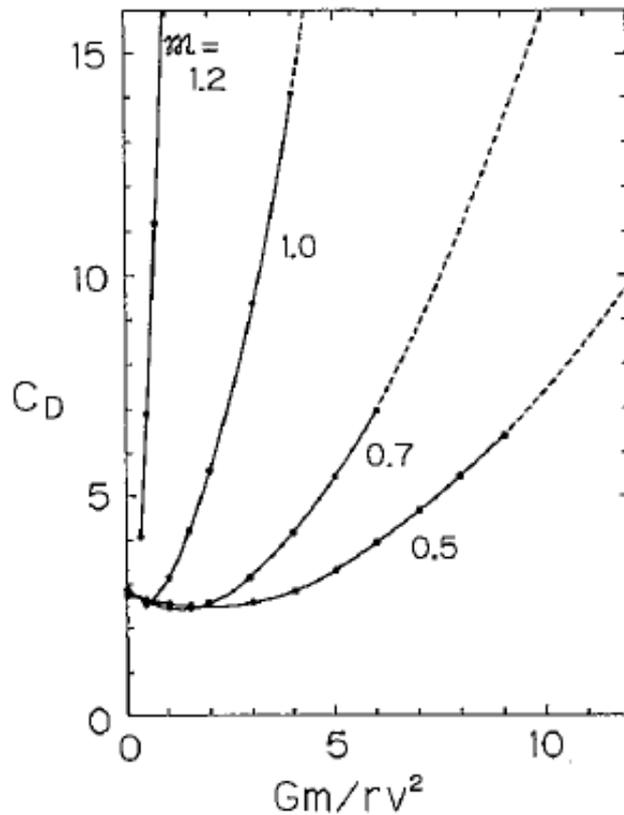


図 9 Gm/rv^2 とマッハ数 M の関数としてプロットした抵抗係数 C_D . 比熱比とレイノルズ数はそれぞれ 1.4 と 20 である. 実線と点線はそれぞれ, 数値シミュレーションの結果と理論的な外挿値である (Takeda et al. (1985)). M が大きいとき, C_D は Gm/rv^2 の上昇とともに急速に上昇する. M が 1.0, 0.7, 0.5 の時に見られる, Gm/rv^2 の上昇に伴う初期の C_D の減少は, 淀み点近傍でのガス密度は外側の領域におけるそれよりも高く, 流れと逆の方向にガスに重力的に引きつけられるという事実による. 一方で, Gm/rv^2 が大きいときには, 後部領域のガス密度がずっと高くなり, 重力が流れの方向に働き, ガス摩擦を強める.

VII 巨大惑星の形成と原始太陽系円盤の散逸

前節では、地球型惑星が円盤ガスの存在する中、微惑星の集積を通して成長することを示した。成長する $10^{26}g$ の質量を持った原始惑星はその重力によって円盤ガスを引きつけ、比較的密度の高いガスに包まれる。今後このガスを原始大気と呼ぼう。大気質量は原始惑星の成長とともに増加し、とても巨大な原始惑星の場合、原始惑星と同程度、若しくはそれ以上になる(原始大気の熱効果は第 VII 節 a. で記述する)。この場合、大気の自己重力はもはや無視できず、大気が重力的に不安定になり、原始惑星の表面になだれ込むことが予期される。

上記の原始大気の安定性は始め Perri and Cameron (1974) によって研究された。そのとき大気が全体的に対流的であると仮定している。Mizuno et al. (1978) は同様の問題を異なる境界条件(これは原始太陽系円盤の京都モデルと一致する)と、大気が外側の等温領域と内側の断熱領域で構成されるという改良された仮定のもとで研究した。さらに Mizuno (1980) は、熱輸送の効果を十分に考慮して大気の構造を計算した。この節では、まず上述した原始大気の不安定性について述べて、それから続いて起こる、今日の巨大惑星の形成に通じるガス捕獲過程について記述する。最後に、原始太陽系円盤の散逸について議論する。それは外側の巨大惑星の質量が内側に比べて小さい理由を説明する。

a 原始大気の安定性

太陽と同じ化学組成を持った原始大気の存在と、惑星形成におけるその重要性は、Hayashi et al. (1979) によって初めて指摘された。彼らは大気は球対称であり、静水圧平衡状態にあると仮定した。一般に、大気は外側の放射領域と内側の対流領域で構成される。これらの領域の至る所で、エネルギー流出 L は一定であり、微惑星の合体による重力エネルギー解放率と等しいと仮定する。すなわち、

$$L = GM_p \dot{M}_p / R_p \quad (\text{A-32})$$

ここで M_p と R_p はそれぞれ原始惑星の質量と半径であり、 \dot{M}_p は惑星質量の成長率である。ガスの不透明度 κ (これは大気における温度構造を決定するのに重要である) は

$\kappa_{\text{mol}} + \kappa_{\text{dust}}$ で与えられる。ここで $\kappa_{\text{mol}}, \kappa_{\text{dust}}$ はそれぞれ分子とダスト粒子からの寄与である。 κ_{mol} の値は Mizuno (1980) によって詳細に計算されたが、 κ_{dust} は現在変数として見なされている。なぜならばその値は大気に存在するダスト粒子の大きさと数密度に依存し、その両方が現在よくわかっていないからである。

例として、原始木星の場合を考えよう。この場合、第 VI 節で得られた結果に従って、 $\dot{M}_p = 10M_{\oplus}/10^7\text{yr}$ とおける。そして、もし $M_p, R_p, \kappa_{\text{dust}}$ の値が与えられれば、静水圧平衡の式と熱輸送の式を積分することによって、大気構造を計算することができる。図 10 では、Mizuno (1980) によって得られた M_{total} と M_p の関係を示す (M_{total} は惑星質量と大気質量の合計)。 $\kappa_{\text{dust}} = 1 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ としている。 M_p が小さいときには、Hill 圏に引きつけられる質量はとても小さく、 $M_p \simeq M_{\text{total}}$ を得る。もう一方の極端な場合、 $M_{\text{total}} \gg M_p$ の時、コアを持たないガスのみでできた原始惑星に相当する。注目すべき結果の一つは、原始惑星がある臨界質量 M_p^* より大きな質量を持っているときは、平衡大気が存在しないということである。これは、Jeans 不安定に似たある種の重力不安定による。

臨界質量 M_p^* は κ_{dust} の値に依存する。図 11 からわかるように、 M_p^* は κ_{dust} の増加に伴って単調に増加する。このことは容易に理解できる：もし不透明度が高ければ、急な温度勾配が得られ、その結果得られる急な圧力勾配は多量の大気を自己重力に抗して支えることができる。極限 $\kappa_{\text{dust}} \gg 1 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ の場合、 M_p^* は $70M_{\oplus}$ 程の大きさになり、この質量は Perri and Cameron (1974) が得た質量と一致する。 κ_{dust} の最適な値は $1 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ オーダーである (Mizuno (1980); Mizuno and Wetherill (1984))。さらに、もし κ_{dust} が原始太陽系円盤全域であまり変化しなければ、 M_p^* はほとんど太陽からの距離に依らない。それ故、 M_p^* について、約 $10M_{\oplus}$ という普遍的な値を得る。[小惑星帯の外側では、合体する微惑星質量のほとんどは氷だと考えられる。氷はおそらく、大きな原始惑星に降着した後に気化し、大気の最も内側の対流領域と混合する。しかしながらこの場合でさえ、もしコア質量 M_p が金属/岩石成分と氷成分の合計と見なされるならば、臨界質量 M_p^* はそれほど変化しない。]

上記の結果は巨大惑星の形成にとって重要である。例として、原始惑星が臨界質量 M_p^* 以上に成長したとき、周囲の大気は静水圧平衡を維持できずに、原始惑星の表面に収縮し小さな原始巨大惑星を形成する。この原始巨大惑星の合計質量 M_{total} は約 $2M_p^*$ 、すなわち約 $20M_{\oplus}$ であることに注意しなければならない。これは今日の木星や土星の質量よりもはるかに小さい。従って、外側領域における円盤ガスは木星、土星が形成されるまで原始

巨大惑星に降着し続けなければならない。

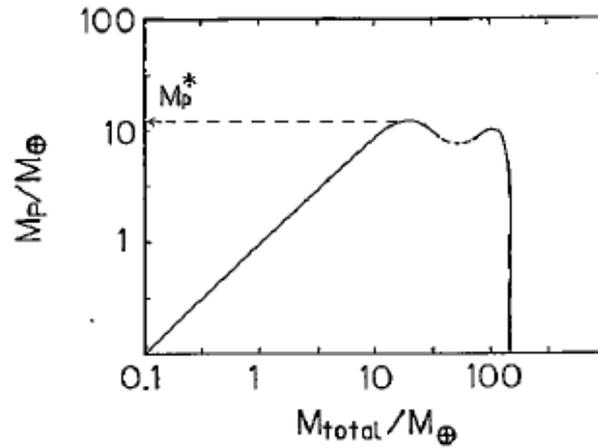


図 10 原始惑星質量 M_p と惑星総質量 M_{total} の関係. パラメータは, $a = 5.2\text{AU}$ (つまり木星領域), $\dot{M}_p = 10M_\oplus/10^7$ 年, $\kappa_{\text{dust}} = 1\text{cm}^2\text{g}^{-1}$ とする. 破線は不安定大気モデルを表し, M_p^* は不安定性の臨界質量を示す (Mizuno (1980)).

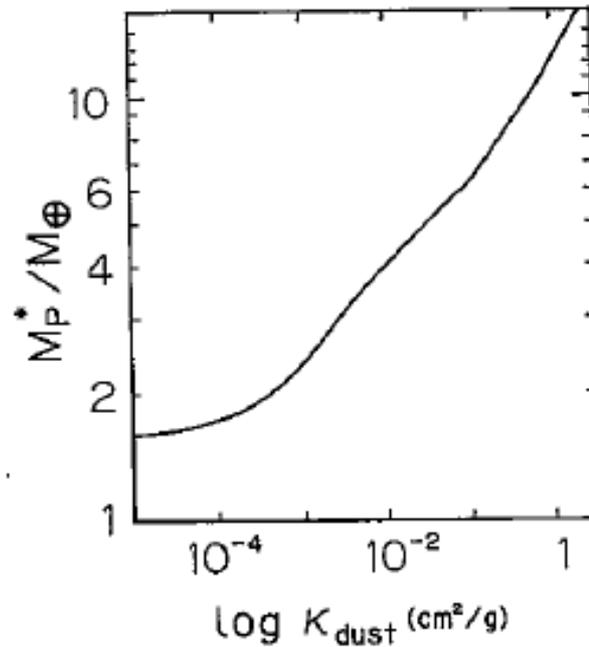


図 11 κ_{dust} の関数としてプロットした臨界質量 M_p^*

b 円盤ガスの捕獲

上記の原始巨大惑星が形成されたとき、原始惑星の Hill 圏はほとんど空である。結果として、Hill 圏の外の円盤ガスはそこに流入する。いつどのように円盤ガスは空の Hill 圏に流入したのだろうか？ この問題は最近 Sekiya et al. (1984) によって研究された。彼らはこのガス流入の流体力学を、所謂 smoothed particle 法を用いた 3 次元計算という手法によって研究した (4000 個の粒子を用いた)。彼らは、原始木星は離心率を持っておらず、流入するガスが惑星表面に達したとき、速やかに表面に降着すると仮定した。彼らの結果の一例として、図 12 に原始木星の質量が今日の 10 分の 1 の段階での流体要素の流線を示した。図に見られるように、円盤ガスは始め太陽の周りのリング上領域に $4r_H$ 程の幅を持って存在し (r_H は (A-33) で与えられる Hill 半径)、それは容易に原始木星の空いた Hill 圏に流れ込む (図 13 も見よ)。彼らはまた、円盤ガスの流入率が $1M_{\oplus}/100 \text{ yr}$ のオーダーであることを見出した。原始木星のガス外層の HelmholtzKelvin 時間 (すなわち放射エネルギー損失による収縮の時間) は上記で言及した降着時間より長いと考えられることから、彼らは木星が 10^5 から 10^6 年、すなわち HelmholtzKelvin 収縮の特徴的時間で形成されると見積もった。この形成時間は、原始太陽系円盤の散逸時間に比べて短い。円盤の散逸時間は以降の第 VII 節 c. で示されるように、 10^7 年のオーダーである。

上記の結果を用いて、巨大惑星の最終質量を見積もる。ガスの降着によって、惑星の合計質量 M_{total} は時間とともに増加し、それゆえに Hill 半径 r_H (とリングの幅 $4r_H$) は次式

$$r_H = a \left(\frac{M_{\text{total}}}{3M_{\odot}} \right)^{1/3} \quad (\text{A-33})$$

に従って増加する。ここで a は原始惑星の太陽からの距離である。Hill 圏とリングの拡張は新たなガスが Hill 圏に流入するのを可能とする。これらのプロセスは連続的に続き、原始惑星の質量はどんどん大きくなる。原始惑星の質量の成長は無限には続かず、下記の理由により、ある限界質量で止まる。降着しうる円盤ガスの質量はリングの幅 $4r_H$ に比例する一方で、Hill 半径自身は (A-33) に従い $r_H \propto (M_{\text{total}})^{1/3}$ でしか増加できないからである。

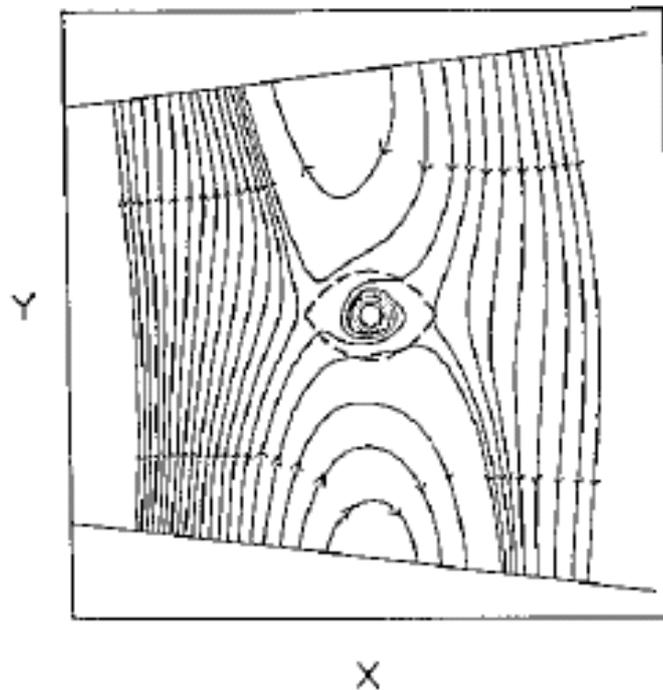


図 12 現在の木星の 1/10 の質量を持った原始木星の周りの星雲ガスの赤道面上の流線。破線は原始木星のヒル圏, x と y は, 太陽と原始木星を固定するように取った太陽中心の回転座標系。

より正確に言えば, 惑星の離心運動を考えた場合, 降着しうる質量は

$$M = 2\pi a \cdot 2(2r_H + ea)\sigma_{\text{gas}} \quad (\text{A-34})$$

で与えられる (図 13 を見よ). ここで a と e はそれぞれ軌道長半径と軌道離心率である. 今, σ_{gas} が与えられれば, (A-33) と (A-34) において $M = M_{\text{total}}$ と置くと, 巨大惑星の限界質量を見出すことができる. 円盤ガスがまだ散逸していないと仮定し, (A-5) で与えられた σ_{gas} の値を適用すると, 木星, 土星, 天王星, 海王星領域のそれぞれにおいて, 限界質量 $3.5 \times 10^2 M_{\oplus}$, $5.2 \times 10^2 M_{\oplus}$, $8.4 \times 10^2 M_{\oplus}$, $1.1 \times 10^3 M_{\oplus}$ を見出す. これらの質量は木星を除き, 今日の惑星の質量と一致しない. この矛盾は, 土星コア, 天王星コア, 海王星コアが重力不安定を起こす臨界質量まで成長した段階でもなお円盤ガスが存在しているという仮定によると考えられる. 円盤ガスの散逸を考慮すれば, この矛盾は解決することができる (第 VII 節 d. を見よ).

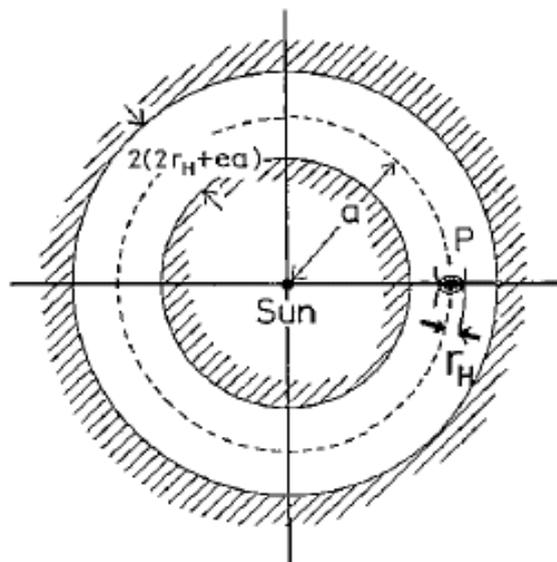


図 13 原始巨大惑星に星雲ガスが降着した結果リング状の隙間が形成された原始太陽系星雲. ここで, P は原始巨大惑星を示し, a と e はそれぞれ原始巨大惑星の軌道長半径と軌道離心率を示す.

c 原始太陽系円盤の散逸

円盤ガスは, 惑星形成の様々な段階で重要な役割を演じてきたが, 現在ではもはや存在していない; 円盤ガスは太陽系進化のある段階で散逸していなければならない. 最初に Elmegreen (1978) と Horedt (1978) が, 原始太陽の T タウリ段階に存在する強い太陽風の効果を考慮することによって散逸過程を研究した. 太陽風粒子に加え, 紫外放射の効果と太陽風に伴う磁場の効果は研究されるべきである. しかしながら現在, これらの効果を考慮した詳細な理論は得られていない.

Sekiya et al. (1980a) の解析に従って, 原始太陽系円盤の散逸時間の大きさのオーダーを見積もろう. 第 III 節で記述した我々の原始太陽系円盤モデルにおいて, 重力的な束縛エネルギー E_b は,

$$E_b = - \int \frac{GM_{\odot}}{2r} \sigma_{\text{gas}} 2\pi r dr = -3.6 \times 10^{43} \text{ erg} \tag{A-35}$$

で与えられる. T タウリ恒星風と紫外放射を考慮すると, 円盤が散逸するのに使われる工

エネルギー流は,

$$L_{\text{av}} = \frac{\Omega}{4\pi} (\zeta_{\text{sw}} L_{\text{sw}} + \zeta_{\text{uv}} L_{\text{uv}}) \quad (\text{A-36})$$

と書ける. ここで ζ と L はそれぞれエネルギー変換効率と光度であり, 添え字 sw と uv はそれぞれ太陽風と紫外放射を意味する. ζ_{sw} と ζ_{uv} はどちらも 0.1 のオーダーであることが知られている (Sekiya et al. (1981)). さらに, Ω は原始太陽系円盤が占める太陽中心の立体角であり, 我々の円盤モデルではほぼ π に等しい. そうすると特徴的な散逸時間は,

$$t_{\text{es}} = \frac{|E_b|}{L_{\text{av}}} = 1.3 \times 10^6 \frac{10^{-3} L_{\odot}}{\zeta_{\text{sw}} L_{\text{sw}} + \zeta_{\text{uv}} L_{\text{uv}}} \frac{\pi}{\Omega} \text{ yr} \quad (\text{A-37})$$

で与えられる. T タウリ星の L_{sw} と L_{uv} の平均値は現在よくわかっていない. ある一つの T タウリ星の観測結果では, 遠紫外放射の光度は現在の太陽の約 10^3 倍である. すなわち, 大体 $L_{\text{uv}} = 10^{-2} L_{\odot}$ を得る (Gahm et al. (1979)). 太陽風粒子の光度も, 現在の太陽の値の 10^5 倍から 10^6 倍程度の大きさであると考えられる. 従って, $L_{\text{sw}} + L_{\text{uv}}$ はおそらく $1 \times 10^{-2} L_{\odot}$ のオーダーか, 光度の激しい時間変化を考慮すれば, それより小さい値となる. $L_{\text{sw}} + L_{\text{uv}} = 3 \times 10^{-3} L_{\odot}$ と置くと, 円盤ガスの散逸時間として数百万年という値を得る. ここで, この散逸時間は, Ezer and Cameron (1965) によって計算された星進化の T タウリ段階の時間と同じオーダーの大きさであることに注意せよ. それ故, 原始太陽系円盤は約 10^7 年たった時点でほとんど完全に散逸する.

d 巨大惑星の最終的質量

4 つの巨大惑星, すなわち木星, 土星, 天王星そして海王星は, 地球型惑星とは全く異なった構造を持っていることが知られている. すなわち, 鉱物と氷を含んだコアが, H_2 と He を主成分とした同程度の質量を持つガス外層に周囲を覆われているということである. Slattery (1977) と Hubbard and MacFarlane (1980) は巨大惑星の構造を詳細に研究し, 注目すべき結果を得た. それは, 総質量や太陽からの距離に大きな違いがあるにもかかわらず, 全ての巨大惑星がほとんど同じコア質量 (約 $15M_{\oplus}$) を持っているということである. 換言すれば, 巨大惑星の外層の質量は太陽からの距離の増加に伴って減少する.

第 VII 節 B では, 巨大惑星の試験的な最終質量を得た. いま, 惑星コアの成長時間と円盤ガスの散逸時間を比較することによって, 最終質量の値を見直そう. 木星領域では, コア

は 10^7 年オーダーの期間で不安定性の臨界質量まで成長できる。すなわち、木星コアは円盤ガスが散逸する前に成長した。それ故、木星は上記で見積もった最終質量を持つ。

しかしながら、第 VI 節で見たように、土星領域でのコアの成長時間は 10^8 年オーダーであり、木星領域でのそれより大きい。よって、土星コアが固体微惑星の集積によって臨界質量まで成長するまえに、円盤ガスの一部はすでに散逸していた。したがって、最終質量の見積もりにおいて、(A-5) で与えられた値よりあるファクターだけ小さくした σ_{gas} の値を使用しなければならない。今日、円盤散逸の理論は上記の減少ファクターを予測するほど正確ではない。逆に、ファクターの値を $1/3.5$ とすれば、土星の最終質量として $100M_{\oplus}$ を得る。これは、原始太陽系円盤の密度が $1/3.5$ まで減少したときに土星コアが臨界質量に達したということである。この見積もりはそれほど見当違いではない。

最も遠い惑星、つまり天王星と海王星のコアの成長時間は、 10^8 年から 10^9 年と見積もられている。これは T タウリ星の寿命よりはるかに長い。したがって、これら 2 つの惑星はほとんどガスのない状況の下で成長したと考えられ、先程得られた最終質量は意味を成さない。すなわち、これらのコアが臨界質量まで成長したときには円盤ガスはすでに散逸していたということである。このことは、これらの惑星の外層の質量がそのコアに比べてとても小さい (約 $1M_{\oplus}$) 理由を与える。それでもなお、いつどのようにコアが $1M_{\oplus}$ 程の大きさのガスを捕獲できたのかという疑問が残っている。この問題は未だよく研究されていないが、以下の点に注意されたい: 約 $1M_{\oplus}$ を持った原始惑星は約 $0.1M_{\oplus}$ の原始大気を保有しうる (第 VIII 節 A, 下記)。さらに、第 VI 節 D で見たように、固体原始惑星は成長途中、惑星空間を動径方向に長い距離移動しうる。したがって我々は、ガス円盤の中で成長した原始惑星が外側の遠方領域に移動し、その領域にあった小さな微惑星の集積によって天王星と海王星を形成したと想定している。

VIII 原始地球の進化

第 VI 節ですでに、地球が 10^6 年から 10^7 年のうちに、つまり円盤ガスが散逸し始める前に今日の質量まで成長するという事を見てきた。このことは、原始地球は原始大気に覆われていたことを意味し、この大気の存在は初期地球の進化についての新しいシナリオを与える。このシナリオはガスがない状態での集積を仮定して得られるシナリオとは全く異なっている (例えば Safronov (1969) を見よ)。ここでは、始めに大気の保温効果につい

て記述する。この効果は原始大気の最も著しい特徴の一つである。次に、初期地球の熱史と、コアとマントル構造の形成について簡単に議論する。最後に、原始大気の存在と今日の大気の存在の存在の整合性について検証する。

a 原始大気の保温効果

原始大気は保温効果を持つため、惑星表面（つまり大気の下層）はとても高温に保たれる。このことを理解するため、定性的な方法で保温効果の大きさを見積もらなければならない。

始めに、原始大気が存在しない仮想的な場合を考える。そうすると、惑星表面の温度 T_f は熱的釣り合い、すなわち黒体放射によるエネルギー損失と微惑星集積による重力エネルギーの解放との釣り合いで決まる。前者は $4\pi R_p^2 \sigma T_f^4$ で与えられる。ここで σ は Stefan-Boltzmann 定数、 R_p は惑星半径である。後者はすでに (A-32) で与えられている。これらが等しいとして、表面温度

$$T_f^4 = \frac{L}{4\pi R_p^2 \sigma} \quad (\text{A-38})$$

を得る。

次に、原始惑星が原始大気に覆われている場合を考える。簡単に、大気は全域で放射平衡にあると仮定する。すると、光学的厚さ $\tau (= \int \kappa \rho dr)$ に対する温度分布は、

$$\frac{dT^4}{d\tau} = \frac{3}{4\sigma} \frac{L}{4\pi r^2} \quad (\text{A-39})$$

と書かれる。この式から、大気下部での温度 T_b が、オーダーで

$$T_b^2 = \frac{L\tau_b}{4\pi R_p^2 \sigma} = \tau_b T_f^4 \quad (\text{A-40})$$

ここで τ_b は惑星表面の光学的厚さである。 $\tau_b \gg 1$ という密度の高い大気について、 T_b は T_f より $\tau_b^{1/4}$ だけ大きいことがわかる。これは大気の保温効果である。

原始地球における保温効果の詳細は既に Hayashi et al. (1979) と Nakagawa et al. (1985b) によって計算されている。その際対流領域の存在を考慮している。ここにそれら

の結果を要約する。第 VII 節 a で言及した様に、大気の構造は原始地球の成長率 \dot{M}_p 、質量 M_p 、そしてダスト粒子による不透明度 κ_{dust} に依存する。これら 3 つのパラメータに、第 VI 節 f で得られた結果に従って $\dot{M}_p = 1M_{\oplus}/10^6$ 年と、さらに $\kappa_{\text{dust}} = 1\text{cm}^2\text{g}^{-1}$ を代入する (Mizuno (1980); Mizuno and Wetherill (1984))。惑星質量 M_p はここでは自由なパラメータと見なされる。図 14 の中で、計算された温度 T_b は M_p の関数として描かれる。それと比較して、(A-38) で与えられる仮想的な表面温度 T_f も示す。この図は、保温効果は $M_p > 0.1M_{\oplus}$ となるときに重要になり、 M_p の増加とともに保温効果が上昇することを示す。その理由は、質量の大きい天体は、大量の星雲ガスを引きつけ、大きな τ_b を持った濃い大気を形成するからである。さらに、 $M_p > 0.1M_{\oplus}$ になると、 T_b は惑星物質の融解温度よりも高温になる。この表面融解は成長する地球の構造と熱史において重要な効果を引き起こす；それは、融解は惑星物質の化学的な分化を引き起こし (第 VIII 節 b を見よ)、結果として、大量の重力エネルギーが原始地球内部で解放されることである。

全く異なった視点から、Safronov (1978) と Kaula (1979b) は成長途中の地球の融解について調べた。彼らは、惑星物質それ自身による保温効果を考察した。すなわち、落下する微惑星の衝突が惑星表面の物質を巻き上げ、その結果、微惑星の運動エネルギーの一部が熱エネルギーとして深部領域に定着するという過程である。この自己保温効果は落下する微惑星の大きさに強く依存する；この効果は大きな微惑星の場合に感知されるが、小さな微惑星では無視される。今日、成長途中の惑星に落下する微惑星の質量スペクトルについての詳細な知識は無く、それ故、成長する惑星の温度の見積もりに未だ不確実性がある。

b 地球のコアマントル構造の形成

上で見たように、原始大気下層の温度は、原始地球が $0.2M_{\oplus}$ より大きい質量まで成長したときに惑星物質の融点を超える。結果として、原始地球の表面は融けている。この融けた表面に新しく降着する微惑星は、そのサイズが 100km 程の大きさであっても、約 10^3 年のうちに完全に融解し得る (Sasaki et al. 1983)。このような融解後すみやかに、低密度の珪酸塩と高密度の金属との化学的分化が続く、つまり重い金属が融解領域を通して沈殿する。新しく降着した微惑星が融解する時間と重い金属の沈殿時間はどちらも地球の成長時間に比べてとても短いので、 $0.2M_{\oplus}$ より大きい原始地球は図 15 に描かれるような 3 層から成ると考えられる。つまり、内側の珪酸塩と金属の混合から成る原始コア、中間の金属層、外側の融解した珪酸塩層である。このような構造を持った原始地球の進化

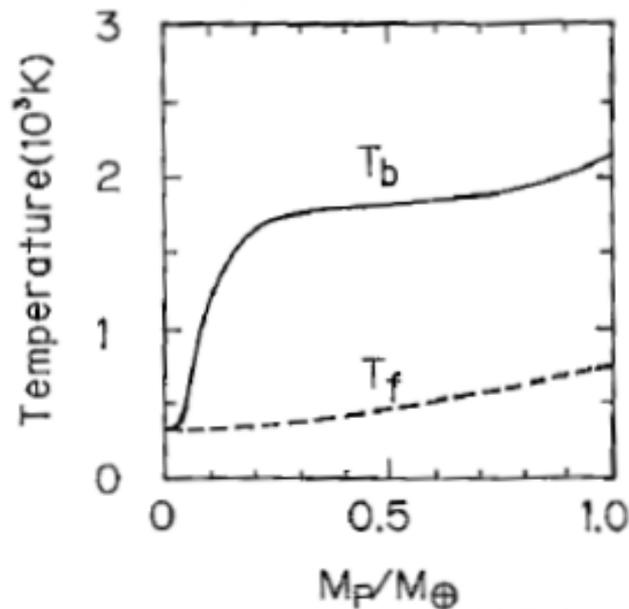


図 14 惑星質量 M_p の関数としてプロットした、原始地球大気の下端温度 T_b (Nakagawa et al. (1985b)). 仮想的な温度 T_f も破線で示す。

は Stevenson (1981) によって初めて定性的に議論された。最近では下に記述するように、Sasaki and Nakazawa (1985) によって詳細に研究された。

上記で言及した化学的分化とそれに伴う金属の沈殿において、膨大な量の重力エネルギーが融解した珪酸塩層に解放される。原始地球の質量増加による断熱圧縮も、原始地球内部の温度上昇に寄与する。これら 2 つは最も重要な熱源であり、一方で放射性物質の壊変は無視できる。なぜならば、考えられている進化の時間は 10^7 年程度と短いからである。一方で、珪酸塩メルト内で発達した対流による外側へのエネルギー流がある（伝導による熱輸送は無視して良い）。上記の熱源と熱輸送を考慮し、Sasaki and Nakazawa (1985) は、今日の質量に成長するまでの原始地球の熱進化を数値計算した。彼らは原始地球の表面温度が図 14 に示される T_b に等しいと仮定した。彼らの結果は、原始地球が $0.2M_\oplus$ まで成長したあと、外側の珪酸塩層の温度が融解温度より常にわずかに高いことを示した^{*4} (図 16 を見よ)。それは以下のような熱輸送メカニズムによる。もし珪酸塩メルトの温度が十分に高ければ、メルトの粘性がとて小さくなるので、十分に発達した対流によって熱が効率よく外側へ輸送される。一方で、温度が低く、部分融解の度合いが小さい場合、対流は

^{*4} 珪酸塩層深部での融解温度は圧力の効果により、表層部よりもはるかに高いことに注意せよ

強く抑制される。その結果、温度はそれ以上下がることが出来ない。

しかしながら中間に位置する金属層では、温度はそれほど高くない。なぜならば、この領域には断熱圧縮を除いて熱源が存在しないからである。注意すべきことの1つは、金属の一部は沈殿の過程において化学的に反応することができ、FeO や FeS のような金属化合物の形態をとりうる、ということである。これらの化合物の融点はとても低いため、金属層もまたその比較的低い温度にも関わらず、融解するに違いない。

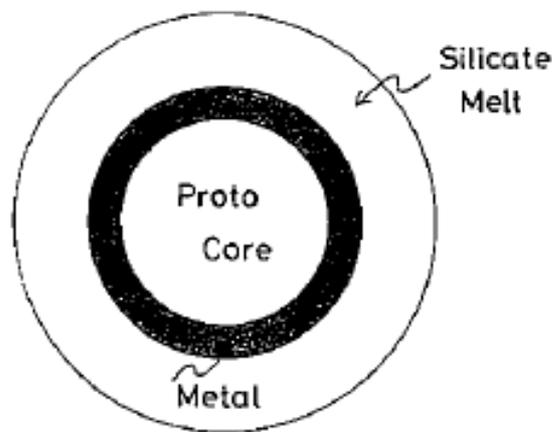


図 15 原始地球の内部構造。3層で構成される：内側の原始コア、金属層、外側の珪酸塩メルトである。

図 15 に見られるような、融解した層構造が重力的に不安定であることは明らかである。なぜならば中間の金属層の密度は、内側の珪酸塩と金属の固体混合物から成る原始コアよりもかなり高いからである。不安定性はある複雑な 3次元運動を引き起こすため、この重力不安定の難問はいまだ解決していない。そのため、今日、進化のどの段階で、どのような時間スケールで重力不安定が起こるのかは不明である。しかしながら、不安定がある段階で起こるのは確実であり、結果として、融解していない珪酸塩と金属からなる原始コアは金属コアに置き換わる：これは、現在の地球コアが形成されるということである (Stevenson 1981)。この置換が起こるとき、重力エネルギーが解放され、そのために珪酸塩と金属の固体混合物（これは揮発性物質に富む星雲由来の物質から構成される）がついには部分的に融解する。このことは今日の大気と下部マンツルの起源を説明するだろう。

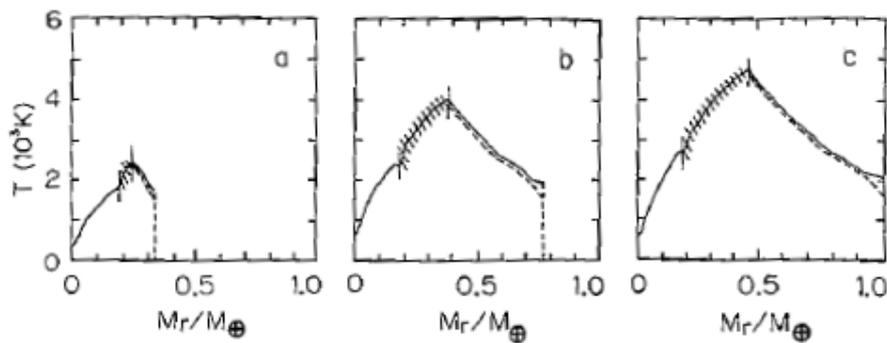


図 16 質量が $0.32M_{\oplus}$, $0.77M_{\oplus}$, $1.0M_{\oplus}$ に成長した段階での原始地球の温度分布 (それぞれパネル a, b, c). 破線は珪酸塩物質の融解温度を示し, 斜線領域は中間の金属層を示す.

c 原始大気の散逸

地球が現在の質量に成長したときの原始大気の質量は $1 \times 10^{26} \text{g}$ 程の大きさであり, 惑星表面での圧力は約 50atm である (Nakazawa et al. 1985b). この大質量の大気は現在の地球の大気と全く異なった化学組成を持つ; それは太陽組成を持ち, それ故 $1 \times 10^{26} \text{g}$ に含まれる希ガスの量は現在のそれよりもずっと多い (例えば Ne は 2.6×10^6 倍, Xe は 8.5×10^2 倍である). よって, この原始大気が存在が現在の地球の大気と食い違わないかどうかを調べるのが重要である.

現在の地球型惑星の大気は地球の内部からのガス放出により形成されたという考えは一般的に受け入れられている (Brown 1949). これは地球形成後 5×10^8 年のうちに急激に起こったと考えられている (Hamano and Ozima 1978). このことは原始大気存在に対して 2 つの制約を与える. 1 つは, 原始大気は上記の時間 5×10^8 で散逸しなければならないということである (第 VII 節 c. で言及したように, 原始太陽系円盤は 10^7 年のうちに散逸することに注意せよ). 2 つめは, 主成分 H_2 と He の他に, Xe や Kr のような重元素も散逸しなければならないということである. この 2 つの条件は以下のように Sekiya et al. (1980a,b), Sekiya et al. (1981) によって調べられた.

星雲ガスは既に散逸していると仮定しているので, 原始大気は直接太陽放射を受ける.

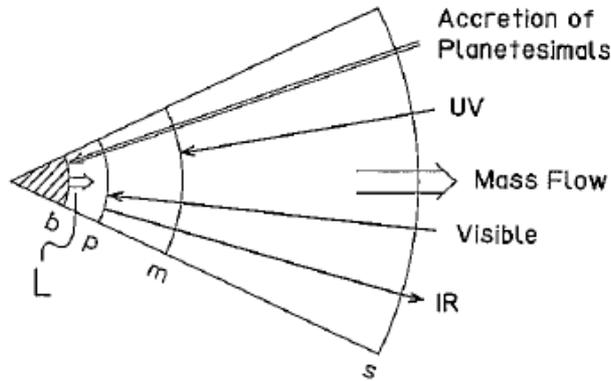


図 17 散逸する原始大気の概略図. 大気下端は b , 可視光の限界到達点は p , 最低温度点は m , 音速点は s で示されている.

大気的气体はこの放射によって熱せられ, 外に流出し始める. 簡単のため, 外側への流出は球対称, 定常であると仮定する. 大気散逸の概略図が図 17 に描かれている. 今, 流出するガスのエネルギー方程式は

$$\rho u \frac{dH}{dr} = \Gamma \tag{A-41}$$

と書かれる. ここで Γ は太陽放射による加熱率, u はガスの流出速度, H は比エンタルピーと重力エネルギーの和, つまり

$$H = \frac{1}{2}u^2 + \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{P}{\rho} - \frac{GM_{\oplus}}{r} \tag{A-42}$$

である. $\dot{M}_{atm} = -4\pi\rho ur^2 = \text{constant}$ という関係を用いて, (A-41) を

$$|\dot{M}_{atm}| = \int_{r_m}^{r_s} 4\pi r^2 \Gamma dr \left/ \left[\frac{GM_{\oplus}}{r_m} + \frac{5 - 3\gamma}{4(\gamma - 1)} \frac{GM_{\oplus}}{r_s} + \frac{\gamma + 1}{4} \left(\frac{\Gamma r}{\rho u} \right)_s \right] \right. \tag{A-43}$$

と書き換えることができる. ここで, 外側境界で音速点条件を用いた (Sekiya et al. 1980a を見よ). すなわち,

$$c_s^2 = u_s^2 = \frac{GM_{\oplus}}{2r_s} + \frac{\gamma - 1}{2} \left(\frac{\Gamma r}{\rho u} \right)_s \tag{A-44}$$

である. また, u_m^2 と P_m/ρ_m の項は無視した (GM_{\oplus}/r_m よりも小さいので). 上記において, 添え字 m と s はそれぞれ最低温度点及び音速点を意味する (図 17 を見よ).

始めに、質量損失率 \dot{M}_{atm} を粗く見積もるために、主要な熱源が太陽紫外線放射であると仮定する。このとき、 Γ は近似的に

$$\Gamma = F_{uv}\zeta_{uv}\kappa_{uv}\rho \tag{A-45}$$

と与えられる。ここで F_{uv} , ζ_{uv} , κ_{uv} はそれぞれ、紫外放射のエネルギー流量、加熱効率、紫外放射に対する不透明度である。更に簡単のため、(A-43) の括弧内第一項以外を無視する。紫外放射に対する光学的深さは r_m でおよそ 1 なので、質量損失率は近似的に

$$|\dot{M}_{atm}| = \frac{4\pi r_m^3 F_{uv}\zeta_{uv}}{GM_{\oplus}} \tag{A-46}$$

で与えられる。 $r_m = 5R_{\oplus}$, $\zeta_{uv} = 0.4$ (下を見よ), $F_{uv} = 4 \times 10^3 \text{ erg cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ (これは $L_{uv} = 3 \times 10^{-3}L_{\odot}$, すなわち第 VII 節 c. で用いた値に相当する) としたとき、質量損失率は $5 \times 10^{19} \text{ g 年}^{-1}$ という大きな値を得る。これはとても粗い値であるが、 $1 \times 10^{26} \text{ g}$ の質量を持った原始大気が 10^6 年程度の期間で散逸するということがわかる。

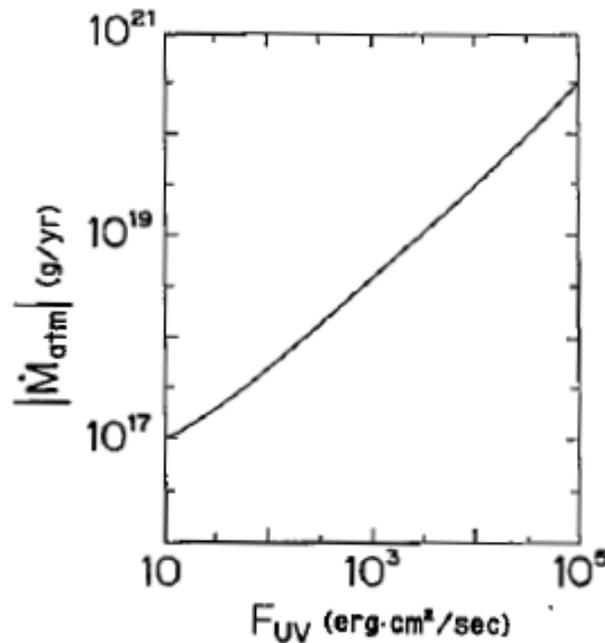


図 18 1AU 地点での遠紫外放射流束の関数としてプロットした質量損失率 $|\dot{M}_{atm}|$ (Sekiya et al. 1981).

質量損失率の正確な計算は Sekiya et al. (1980a,1981) によって、流体力学の方程式を数値積分することで行われた。彼らは、極紫外線、遠紫外線、可視放射による加熱過程と、

ガスの赤外放射及び断熱膨張による冷却効果を考慮した。得られた質量損失率は、1AU 地点における紫外放射のエネルギー流束の関数として図 18 に描かれる。この図は、 $|\dot{M}_{\text{atm}}|$ は常に F_{uv} に比例するわけではないことを示す。その理由は、実際の場合において、上記の粗い見積もりの際に行った仮定とは違って、(A-43) の GM_{\oplus}/r_m 以外の項は無視できないからである。彼らはまた、支配的な熱源が遠紫外放射であることを見出した。その遠紫外放射は H_2O 分子を解離し得、また 0.4 程の大きさの加熱効率 ζ_{uv} を持つ。初期に述べたように、T タウリ星の遠紫外放射流束は、星から 1AU の地点で $10^4 \text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ のオーダーである (Gahm et al. 1979)。 $F_{\text{uv}} = 4 \times 10^3 \text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ としたとき、 $|\dot{M}_{\text{atm}}|$ は約 $1 \times 10^{19} \text{g yr}^{-1}$ となる。従って、彼らは次のような結論に至った。原始大気は星雲ガスが散逸しきった後に散逸し始め、 10^6 年から 10^7 年の期間内に、完全に地球の Hill 圏から失われた。その期間はつまり、今日の大気が形成される前である。

Sekiya et al. (1980b) もまた、Xe や Kr のような重い希ガスの散逸を調べた。その際 2 成分気体の分子運動論を用いた。これらの著者に従い、重い原子もまた、流出する H_2 分子による引きずりによって散逸し、それらの成分の含有量は今日の大気で観測されるレベルにまで減少した。

上記の結果は、原始大気存在と今日の大気存在の間に矛盾がないことを示している。

IX 衛星と輪の起源

Darwin が 1879 年に初めて月の起源を議論して以来、この問題を解決するために多くの努力が払われてきた。月の起源には、分裂起源の説と (例えば Ringwood and Kesson 1977; Binder 1977; O'Keefe and Sullivan 1978 を見よ)、捕獲起源の説がある。分裂起源説は月の表土と地球マントルの化学的な類似性に説明を与えうが、所謂角運動量の問題を解決しなければならない。一方で捕獲起源説も問題を抱えている; 初め束縛されていない天体が地球の Hill 圏に捕獲されるために、その運動エネルギーが何らかのメカニズムで消失しなければならない。これまでに考えられたほとんど全てのメカニズムはどれも満足できるものではない。なぜならそれらはあまりに純理論的であり、最近の惑星形成理論に当てはまらないからである。それゆえここでは、我々の京都モデルに従って最近構築された月の捕獲理論について記述する。更に、他の惑星の衛星及び惑星リングの起源について説明する。

a 月の起源

月の捕獲過程を研究する上で最も重要な問題の一つは、地球の Hill 圏に入った微惑星のエネルギー損失メカニズムを見つけることである。この目的に対し、エネルギー損失が全くない場合の Hill 圏内での微惑星の運動を調べることが有用である。それはすなわち、地球と太陽以外の全ての力を無視した場合である。更に、簡単のため、やってきた微惑星の質量は地球のそれに比べて無視できるほど小さく、地球は太陽の周りを円軌道で公転していると仮定する。この場合、微惑星の軌道運動は制限三体問題の解として与えられる。太陽と地球が固定された共回転座標系を用いると、Jacobi 積分

$$E = \frac{1}{2}(\dot{x}^2 + \dot{y}^2 + \dot{z}^2) - \frac{\Omega}{2}(x^2 + y^2) - \frac{GM_{\odot}}{r_1} - \frac{GM_{\oplus}}{r_2} + \text{const.} \quad (\text{A-47})$$

を得る。右辺第 1 項から第 4 項まではそれぞれ運動エネルギー、遠心力ポテンシャル、太陽と地球の重力ポテンシャルである。微惑星の全エネルギー E はこの座標系で保存される。

地球の周回軌道に束縛された微惑星の E が負になるように、 $E = 0$ となる点を選ぶ。いま、束縛されていない、ある正のエネルギー E を持った微惑星が比較的遠方から来て、地球の Hill 圏に入ると言う状況を考える。数多くの軌道計算から、その後の運動の特徴が全く異なった二つの場合があることを見出した：低エネルギーの場合 ($E < 17GM_{\oplus}/a$) の場合と高エネルギーの場合 ($E > 17GM_{\oplus}/a$) である。ここで a は地球と太陽の距離であり、 $a = 1\text{AU}$ である。

低エネルギーの場合、微惑星は地球の周りを図 19a に見られるような複雑な運動をし、多数だが有限回の公転の後、Hill 圏を脱出する。公転の回数は場合によって変化し、 E と運動のその他の初期条件による；公転回数は数回から数百回と広い範囲でばらつきがあり、平均して、 E が減少するにつれ回数は増加する (Nakazawa et al. 1983)。軌道運動の注目すべき特徴の一つは、微惑星は常に反時計回り、すなわち太陽の周りの地球の公転方向と同じ向きに地球の周りを公転するということである (Hayashi et al. 1977; Heppenheimer and Porco 1977)。さらに、微惑星は地球に極端には接近せず、近点距離 (地球に最接近したときの距離) は常に地球半径より数倍大きい。

一方で高エネルギーの場合、微惑星は地球の周りを不規則に公転し、ほとんどの場合で、

図 19b に見られるようにほんの数回公転した後に Hill 圏から脱出する (Nishida 1983). 地球の周りの公転運動は時計回りと反時計回りの両方がある. これら二つの方向はほぼ等しい頻度で起こる. 更に, 近点距離はしばしば数地球半径ほどの小ささであり, 時々直接地球に衝突する.

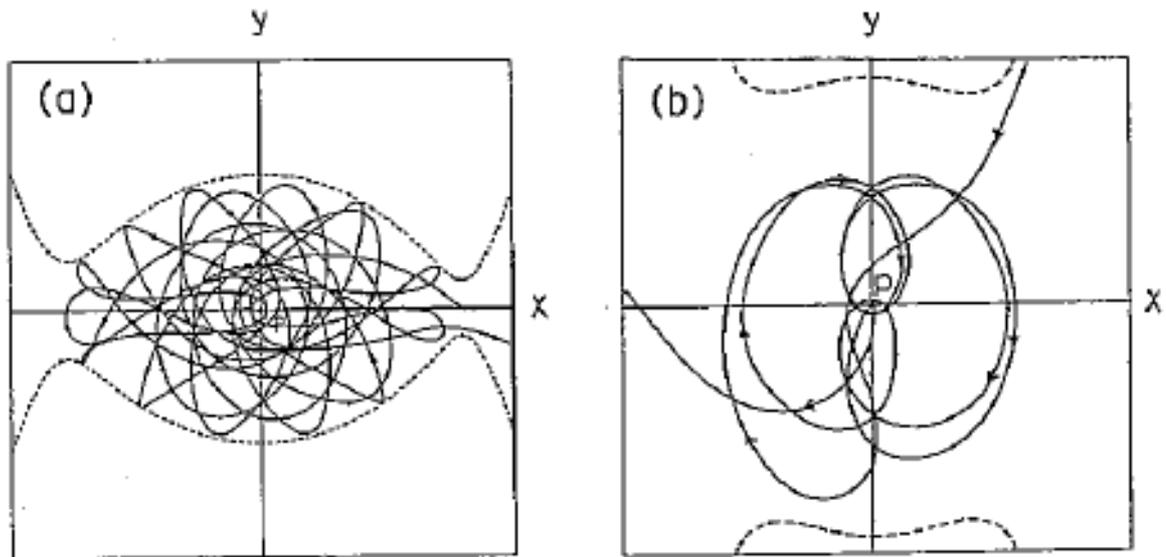


図 19 地球周辺の赤道面上に限定した軌道の例 (地球は P で示されている). (a) は低エネルギー ($E = 0.33GM_{\oplus}/a$) の場合, (b) は高エネルギー ($E = 104GM_{\oplus}/a$) の場合である. 破線はゼロ速度曲面を示す.

低エネルギー及び高エネルギーを持った微惑星の公転運動の上記のような特徴は, 力学的エネルギーの消失メカニズムを調べるときにとっても有用である. 今まで, 三つの異なる種類のエネルギー損失が提案されてきた: 原始大気的气体抵抗, 潮汐の働き (Mignard 1980, 1981), 地球 Hill 圏内を運動する他の微惑星との衝突 (Ruskol 1972) である. ここで, 潮汐効果は近点距離に強く依存し, それ故, 接近する微惑星が地球に非常に近づいたときのみ重要になることに注意しなければならない. このような遭遇は上で言及した高エネルギーの場合に起こるが, Hill 圏内に捕獲される確率はやや小さい. なぜならこの場合大量のエネルギーが散逸しなければならず, 更に, 微惑星は地球に接近したときに潮汐破壊を受けるからである. 一方で, 束縛されていない微惑星同士の, Hill 圏内での衝突はまれな現象である. なぜならば, 微惑星は Hill 圏内に 10^2 年以下しかとどまれないからである.

従って, 原始大気的气体抵抗効果が, 月を捕獲するのに最もあり得るメカニズムである.

このメカニズムは低エネルギーの場合にのみ重要である。なぜなら高エネルギーの微惑星は、そのエネルギーがガス抵抗によって損失する前に、Hill 圏を簡単に抜け出してしまからである。もし低エネルギーの微惑星が、原始大気が散逸し始める前に Hill 圏に入った場合、ガス抵抗が強すぎて、数多くの公転の後に、最終的に地球表面に落下することにも注意せよ。一方で、大気が完全に消失した後の段階で微惑星が地球と遭遇すると、微惑星は捕獲されずに簡単に Hill 圏の外に出て行ってしま。このような理由のため、Nakazawa et al.(1983) は、低エネルギーの原始月が、原始大気がちょうど散逸し始める段階に Hill 圏に came という場合を考えた。Nakazawa et al.(1983) によれば、散逸する大気の時間 t での密度分布は r と t について因数分解できる形で、

$$\rho(r, t) = \rho_0(r) \cdot f(t), \quad f(t) = \exp\left(-\frac{t}{t_{\text{atm}}}\right) \quad (\text{A-48})$$

と書ける。ここで $\rho_0(r)$ は大気の初期密度分布、 t_{atm} は大気散逸の特徴的時間であり、それは 10^6 年から 10^7 年のオーダーである (第 VIII 節 c. を見よ)。今、上記の密度分布を持ったガスで満たされた Hill 圏内の月の運動を考える。この場合、エネルギー E はもはや保存されず、時間とともに変化する。 ΔE を公転一回の間のエネルギーの変化としよう。疑いもなく、 ΔE は $\rho(r, t)$ とガス抵抗効果の大きさを表す定数 A に比例する。 A は、

$$A = \frac{C_D \pi R_M^2}{2M_M} = 3.2 \times 10^{-10} \text{ cm}^2 \text{g}^{-1} \quad (\text{A-49})$$

で与えられる。ここで R_M と M_M はそれぞれ初期の月の半径と質量であり、 C_D はガス抵抗係数である (この節では $C_D = 1/2$ とした)。ガス抵抗の項を含む運動方程式に通常摂動法を用いることにより、Nakazawa et al. (1983) は ΔE の正確な表現として、

$$\Delta E = -2\pi A G M_{\oplus} \rho_0(r_p) f(t) \mathcal{F} \quad (\text{A-50})$$

と与えられることを見出した。ここで r_p は公転の近点距離であり、 \mathcal{F} は補正項で 0.5 程の値を持つ。補正項は軌道が円でなく偏心的であること、さらに大気密度が一様でないことに起因する。

初めに、 ΔE の粗い見積もりをしよう。 $\rho_0 = 1 \times 10^{-5} \text{ g cm}^{-3}$ と置き (これは $r = 6R_{\oplus}$ での大気密度)、(A-50) より、 $\Delta E = -0.17 f(t) G M_{\oplus} / a$ を得る。接近する原始月が約 $0.33 G M_{\oplus} / a$ の初期エネルギーを持っていれば、月は地球の周りを脱出する前に 50 回以上公転しうる。50 回の公転の間に損失するエネルギーの総量は約 $8.5 f(t) G M_{\oplus} / a$ である。それ故、 $f(t) > 1/25$ ならば、原始月は Hill 圏内に捕獲されうる。

上記の見積もりはとても大雑把であり、実際には、捕獲条件の評価はより複雑である。これは、 $\rho_0(r)$ が r に対し急速に減少する関数であるということと、近点距離 r_p が地球周りの公転毎にかなり変化するからである (図 19a を見よ)。これらの効果を考慮し、Nakazawa et al. (1983) は Monte Carlo 法を用いることによって捕獲確率を計算した。その結果は、 $f(t) > 1/50$ の場合、つまり散逸する大気の密度が初期の $1/50$ まで減少する前のある段階で、原始月が地球の Hill 圏にやってきた場合に、かなりの確率で月が捕獲されることを示す。

原始月が束縛軌道に捕獲された後、ガス抵抗によるエネルギーの損失が続く。結果として、軌道半径は次第に減少し、大気的气体密度が高すぎる場合には、原始月の軌道半径が Roche 限界より小さくなったときに潮汐破壊を受ける。Nakazawa et al. (1985a) はこの問題を、地球を周回する原始月の長期間の軌道運動における、ガス抵抗と潮汐の両方の効果を計算することによって研究した。彼らの結果は、捕獲された原始月が地球に落ちることなく衛星として生き残ること、さらに、 $f(t) < 1/5$ である段階で Hill 圏に進入した場合に、現在の月の位置に到達しうることを示した。この条件は捕獲条件 ($f(t) > 1/50$) と矛盾がない。さらに、条件 $1/5 < f(t) < 1/50$ が満たされたある段階における、エネルギーの低い原始月の Hill 圏への進入は、月の起源としてあり得る道の一つであると結論づけることができる。低エネルギーの場合の捕獲は、地球周りの月の公転が反時計回りであることを説明することに注意せねばならない。

b 他の衛星と惑星リング

水星と金星を除き、惑星は 1 つ若しくは複数の周回衛星を持つ；太陽系内では 30 個以上の衛星が今までに発見されている。よく知られていることだが、衛星は様々な質量や軌道運動のモードを持つ。衛星の内いくつかは月程の質量であり、そのほかはとても小さい。ほとんどの場合で、衛星は親惑星の周りをほぼ円軌道で、惑星の自転方向 (つまり反時計回り) と同じ方向に公転する。一方で、いくつかは赤道に対して大きな傾斜角を持ち、惑星の自転方向と逆方向に公転する。

ガリレオ衛星について、Pollack et al. (1979) はガス抵抗による捕獲過程を調べ、Lumine and Stevenson (1982) は木星とガリレオ衛星の系が太陽系のミニチュアであるとする星雲理論を提唱した。Hunten (1979) は火星の衛星の起源を原始大気的气体抵抗によって説

明しようとした。しかしながら、今日、全ての衛星の起源を説明する完全な理論は得られていない。従って、ここではこの問題に対して少しのコメントを与えるに止める。

初めに、潮汐効果が、捕獲された微惑星の軌道進化にとって重要であることに注意せねばならない。親惑星の自転がとても遅い、若しくは捕獲された微惑星の公転と逆回転である場合、潮汐力は微惑星が減速を受け、最終的に惑星表面に落下するように働く。これは水星と金星が衛星を持たない理由である。

今日、木星及び土星の巨大衛星の起源についての定量的な理論は得られていない。しかしながら、それらは主にガス抵抗による捕獲過程を通して形成されたようである。第 VII 節 d. で言及した様に、原始木星と原始土星はガスに覆われており、そのガスは最終的に集積し巨大惑星を形成する。これはガス抵抗によって捕獲される衛星にとって都合の良い状況である。更に、この捕獲過程は、これら全ての巨大衛星が反時計回りに、ほぼ円軌道で親惑星の周りを公転するという事実を説明する。海王星の持つ一番大きな衛星であり、時計回りに公転するトリトンの場合については、捕獲過程は現在わかっていないが、時計回りの公転は、捕獲がおそらく潮汐散逸によるものであることを示唆する。

ガス抵抗と潮汐の働きはいずれも、以下の理由によって、小さな衛星の起源を説明できない。ガス密度が極端に小さくなければ、ガス抵抗力はこれらの小天体にとって大きすぎる；つまり、これら小天体は衛星として生き残れず、簡単に惑星表面に落下してしまう。一方で潮汐散逸は、小天体の質量が小さいために弱すぎるのである。これら小衛星の起源としてあり得る過程の一つは、それらが惑星に接近した微惑星の潮汐破壊によって形成されたとする説である (図 5 を見よ)。

木星、土星及び天王星の周りで見られる惑星リングは、衛星の破片の集合であると考えられている。上で言及したように、衛星の軌道は惑星の自転と逆方向に公転しているときに不安定となる。この場合、軌道半径は Roche 限界に達するまで減少し、最終的に、衛星は潮汐効果によって粉々に分裂する。この潮汐破壊は我々によって、粒子法を用いることで数値シミュレーションされた。準備段階で得られた結果によれば、衛星の軌道半径が Roche 限界より小さくなったすぐ後に、衛星は多数の破片に破壊され、その後、破片は自身の重力的相互作用によって次第に散乱する。結果として、破片は惑星の周りを差動回転し、ある幅を持ったリングを形成する (図 20 を見よ)。

X 小惑星と隕石

今、小惑星領域に存在する微惑星の集合の進化を考えよう。図 2 に見られるように、面密度 σ_{dust} はこの領域で極小値を取る。この低い面密度のために、小惑星領域での微惑星の成長はとても遅い。(A-25) で与えられた成長時間と図 8 の質量スペクトルを用いると、この領域での最大天体の質量はせいぜい 10^{26}g のオーダー、天体の平均質量は $4 \times 10^{24}\text{g}$ ほどの小ささであり、総質量は現在より 10^3 倍大きい。今後、これら小天体を簡単のため、原始小惑星と呼称する。

上で言及した段階で、地球及び木星は第 VI 節、第 VII 節で言及したように、既に現在の質量まで成長している。それ故、後期のガスが存在しない段階で、原始小惑星の公転運動はこれらの惑星、特に木星の重力によって大きな摂動を受ける。原始小惑星のランダム運動は強く励起される。励起を抑制するようなガス抵抗が存在しないためである。この節では初めに、どのように木星重力がランダム運動を励起するのかを調べ、次に、互いの高速衝突によって始まる原始小惑星の進化を記述する。我々は、この進化が現在の小惑星帯と隕石の起源を説明するものであると期待している。

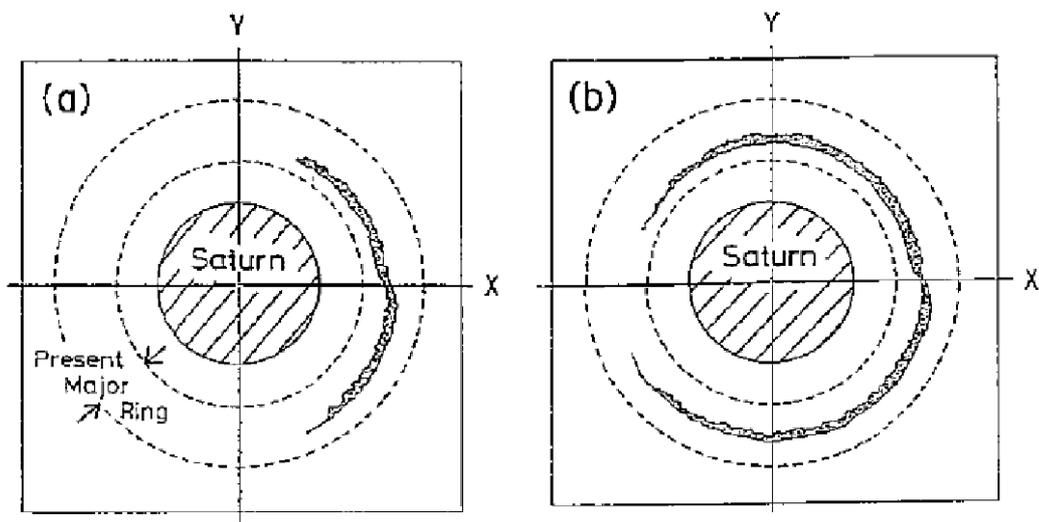


図 20 小衛星の潮汐破壊。小衛星は初め土星周りの Roche 限界の内側に位置した。破片は次第に、お互いの重力によって土星の周りに広がる。破線で描かれた円は現在の土星の主要なリングの境界を示す。

a 木星重力による摂動と小惑星帯の起源

現在, Nakagawa and Hayashi (1985) は, 木星の摂動を数多くの原始小惑星の軌道を直接数値計算することによって研究した. 8 次の Runge-Kutta 法を用い, 軌道を時間反転計算することで結果の正確さを確かめた. これらの著者に従えば, 原始小惑星 (質量が無視できる) と木星の運動方程式は,

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = -GM_{\odot} \frac{\mathbf{r}}{|\mathbf{r}|^3} - GM_J \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}_J}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_J|^3} \quad (\text{A-51})$$

$$\frac{d\mathbf{v}_J}{dt} = -G(M_{\odot} + M_J) \frac{\mathbf{r}_J}{|\mathbf{r}_J|^3} \quad (\text{A-52})$$

と書ける. ここで \mathbf{r} , \mathbf{r}_J , \mathbf{v} , \mathbf{v}_J はそれぞれ原始小惑星と木星の太陽中心位置ベクトルと速度ベクトルである. また M_J は木星質量である. 軌道要素の長期的振る舞いを見るために, 同一平面上にある場合に原始小惑星と木星の軌道運動を 10^4 年から 10^5 年かけて追った. 彼らは初期条件として, 原始小惑星の軌道離心率を 0, 木星のそれを現在の値 0.048 とした.

彼らの結果は, 原始小惑星が初め 3/1, 2/1, 若しくは 3/2 共鳴に近い位置にあり, 木星に対し適当な位相角を持っている場合, その軌道傾斜角は 10^3 年から 10^4 年の内に, 容易に 0.3, 若しくはそれ以上に増加することを示す. それはいわゆる長期摂動に依るものである (図 21, 22 を見よ). もし原始小惑星が初め共鳴位置にいなくても, その軌道離心率は 10^4 年の内に 0.05 から 0.15 の大きさまで増加する. これは永年摂動による (図 21, 22 を見よ). 更に, 原始小惑星が初め 3/2 共鳴の外側に位置している場合, 原始小惑星は簡単に木星の Hill 圏に入ることを見出した. その後, ある場合では, その小惑星は木星によって大きく散乱され, とても離心率の高い軌道に乗る (図 23 を見よ). 上記の結果は小惑星帯の起源と進化を理解するのに重要である. 加えて, 離心率の高い軌道の例は, 彗星の起源にも関連しており興味深い.

観測的には, 現在の小惑星はよく知られた多くの特徴を持っている (Chapman et al. 1978 によるレビューを見よ). それらの総質量は近似的には $6 \times 10^{24} \text{g}$ であり, 月の質量よりも小さい. それらの軌道離心率及び傾斜角は, 通常の惑星に比べてかなり大きい. そ

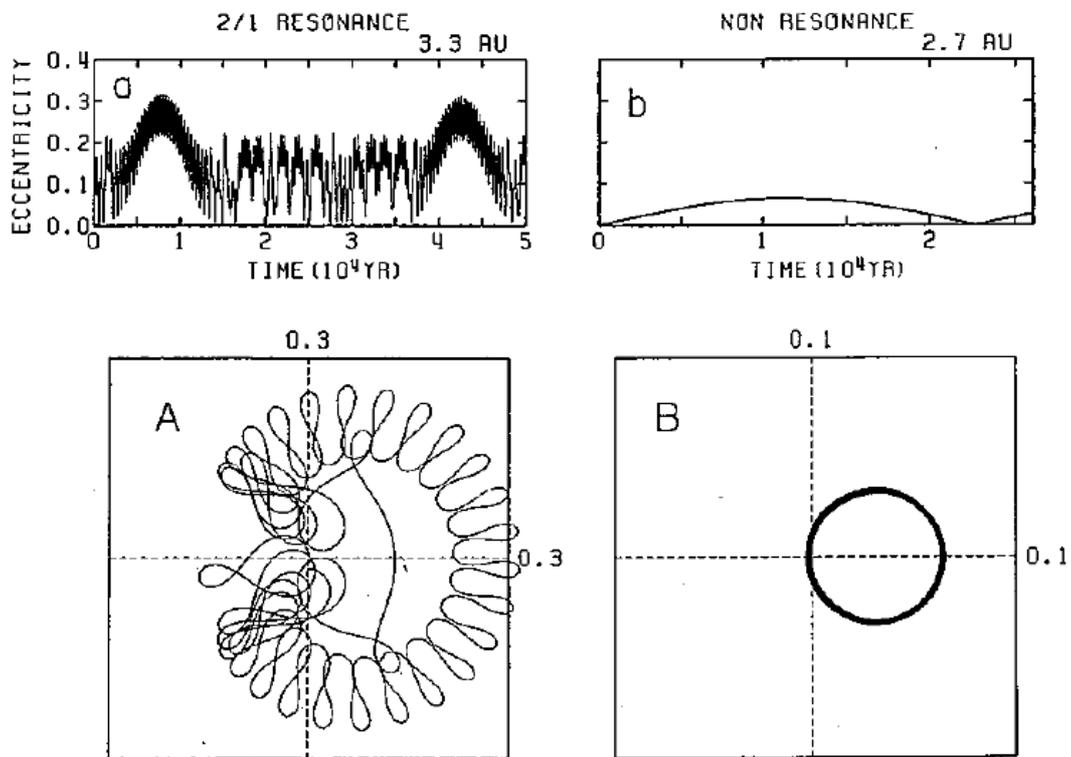


図 21 木星の摂動を受けた粒子の軌道離心率 e と近点経度 ϖ の時間変化. 2つの特徴的な場合, つまり 2/1 平均運動共鳴と共鳴無しの場合に関して, e の時間変化は (a) と (b) にそれぞれプロットされており, 対応する奇跡が (A) と (B) にプロットされている (横軸は $e \cos \varpi$, 縦軸は $e \sin \varpi$). 共鳴のない場合には ((b) 及び (B)), e, ϖ の時間変化は永年摂動の特徴的な振る舞いを示している.

の上, 軌道長半径のほとんどは, 2.2AU から 3.2AU の間にあり, 木星と共振関係の位置にはギャップが存在する.

小惑星のこれらの特徴は上記の軌道計算の結果から理解できる. (A-4) で与えられた面密度 σ_{dust} に従って, 小惑星領域に分布した原始小惑星の総質量は $1M_{\oplus}$ のオーダー, つまり今日の 10^3 倍以上である. 上記で言及した様に, 星雲ガスが散逸しきった時点での平均質量は約 $4 \times 10^{24} \text{g}$ なので, そのような平均的な質量を持った天体の総数は約 10^3 個である. ガスの散逸後まもなく, 小惑星は高いランダム速度を持つ. すなわち, 上記の軌道計算によって見出したように, 木星による摂動を通して, 大きな離心率と傾斜角を持つ.

いま, とても高速のランダム速度を持った原始小惑星同士の衝突を考えよう (衝突振動

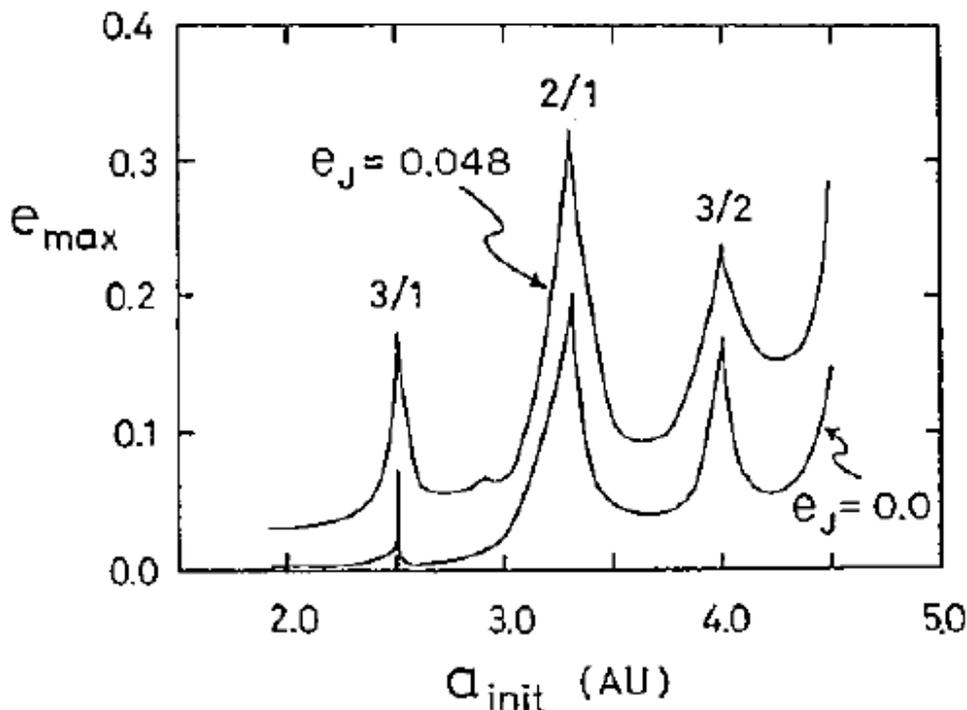


図 22 10^4 年から 10^5 年経過するまでに到達する最大軌道離心率 e_{\max} と、初期軌道長半径 a_{init} の関係. 粒子の初期軌道離心率は 0 とする. 2 つの曲線は木星の軌道離心率 (計算では一定としている) が $e_J = 0$ と $e_J = 0.048$ (現在の木星の値) の場合を表している.

数に関する b. を見よ). ほとんどの場合で、衝突は合体を引き起こさず、原始小惑星を分裂させる; 離心率を $e = 0.3$ と置くと、平均ランダム速度 ev_K は約数 km s^{-1} となり、固体物質中の音速や、その時期に存在する最大級の天体からの脱出速度よりも大きい。それ故、原始小惑星は、星雲が散逸した段階で成長を止めると考えられる。小惑星領域の小さな面密度の値 σ_{dust} と合わせると、大きな惑星がこの領域に形成されなかった理由となる。

更に、ほとんどの破片の軌道は不安定である; すなわち、共鳴軌道の近くの領域、若しくは $3/2$ 共鳴の外側の領域に存在する破片は、 10^4 年くらいの期間内で、木星によって容易に散乱される。散乱を受けた破片は小惑星領域から散逸し、最終的に、それらのほとんどは木星や、地球、火星に捕獲される。一方で、共鳴を受けなかった破片は、共鳴位置に入るまで動径方向に徐々に拡散し、それ故に小惑星領域から散逸する。上記の過程を経て、破片の数とそれらの総質量は時間とともに徐々に減少する。 4.5×10^9 年以内に、総質量は初期の

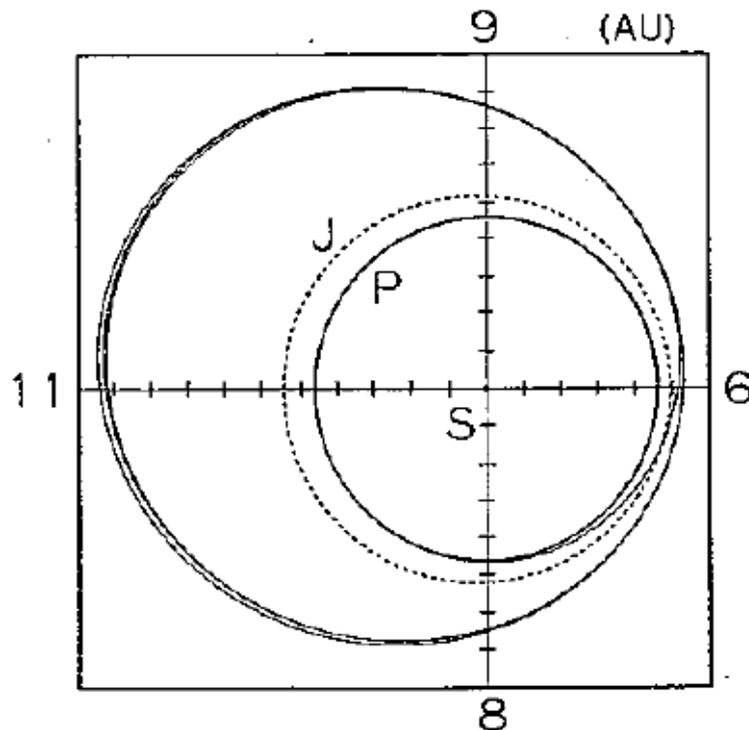


図 23 木星に接近する粒子の軌道の例. 実線 P は粒子の軌道, 破線 J は木星の軌道である. 太陽の位置は S で示されている. 太陽-粒子間距離は初め 4.6AU としている.

約 10^3 分の 1 まで, すなわち現在の値まで減少する. これが, 上記の軌道計算結果とともに, 我々の惑星形成理論から推測された小惑星帯形成についてのシナリオである.

b 隕石の起源

小惑星は, 隕石の母天体であると強く思われている. 実際, 反射スペクトルの面で, 小惑星と隕石の間にいくつかの類似点が存在する (McCord and Gaffey 1974; Chapman et al. 1978). さらに, Pribram 隕石と Lost City 隕石は, それらの落下軌道の解析から, 小惑星帯から飛来したと考えられる. 一方で, 隕石は同位体比的, 化学的, 鉱物学的に幅広い特徴を持っていることで知られている. このことは, 隕石が, 様々な物理的 (すなわち熱的, 力学的) ないし化学的な条件下で起こった, 一連の多段階過程を経て形成されたことを示唆する. 我々はまだこれらの過程を定量的に研究していない. しかしながら, 上記で言及

した小惑星の形成過程に基づいて、下に記述するように、隕石の歴史を概説することができる。

再び、原始小惑星同士が頻繁に衝突しているガスのない段階を考える。原始小惑星の質量が全て等しいという仮定のもと、(A-25)において簡単に $f = 1$, $\theta = 0$ と置くことで、平均衝突時間 t_{col} を得る。すなわち、

$$t_{\text{col}} = \frac{1}{n\sigma_{\text{col}}v} = \left(\frac{\rho_{\text{mat}}r}{3\pi\sigma_{\text{dust}}} \right) t_K \quad (\text{A-53})$$

である。ここで r は原始小惑星の半径である。平均質量 $4 \times 10^{24} \text{g}$ の原始小惑星の半径が 700km であり、また (A-4) より、 $a = 2.7 \text{AU}$ において $\sigma_{\text{dust}} = 2 \text{g cm}^{-2}$ であることを考慮すると、(A-53) は、

$$t_{\text{col}} = 2 \times 10^7 \left(\frac{\sigma_{\text{dust}}}{2 \text{g cm}^{-2}} \right)^{-1} \left(\frac{r}{700 \text{km}} \right) \text{ yr} \quad (\text{A-54})$$

と書き換えられる。衝突は時間とともに、 σ_{dust} が減少することにより頻繁には起こらなくなることで、今日の小惑星の衝突時間は 10^{10} 年のオーダーであることに注意せねばならない。

相対衝突速度は上記で言及したように数 km s^{-1} のオーダーであり、それゆえ、衝突はクレーター形成と表面の融解、原始小惑星の分裂を引き起こす。(A-54) は、初期段階において、このような高速衝突が 10^7 年オーダーの間隔で起こっていたに違いないということを示している。ここで、所謂隕石の相対形成間隔 (これはもともとあった ^{129}I の崩壊により生成された ^{129}Xe の相対的な過剰から知ることができる) が約 3×10^7 年であることを思い出す必要がある; これは、ほとんどの隕石物質の凝縮した時代が約 3×10^7 年のばらつきを持っているということである。この値と上の衝突時間 t_{col} の一致は純粋なものでは無いかも知れないが、凝縮が高速衝突が活発な時代において、原始小惑星、若しくはその破片に起こった表面融解の結果であると示唆している可能性がある。

隕石に見られる化学的特徴および鉱物学的パターンの広い多様性は、ある一つの出来事のみで形成されたというよりも、多段階過程を経て形成されたということに注意せねばならない。隕石を構成する物質は、物理的、化学的環境が極めて異なる段階 (または場所) を少なくとも 3 つ経験している:

1. 最初のダスト粒子が形成された恒星間空間

2. 一部のダストが加熱と混合を受ける初期の原始太陽系星雲
3. 上記で言及した原始小惑星の高速衝突段階

これら 3 つの段階の中で、おそらく最後の 1 つが化学的、鉱物学的特徴を形成するのに最も重要で本質的である。この段階では衝突速度は平均して数 km s^{-1} の値である。しかしながら厳密に言えば、相対速度はとても小さな値 (例えば 0.1km s^{-1}) から 10km s^{-1} かそれ以上までと、大きなばらつきがある。従って、固体物質は様々な相対速度を持って起こる、連続的な衝突を多く経験する。

これらの衝突過程に関連して、下記のような証拠が存在することに注意すべきである。隕石を構成する物質の一部は極めて急速な冷却を経験し (例えば, Tsuchiyama and Nagahara [1981] はコンドリュール形成に必要な冷却率が 1 K hr^{-1} であることを見出した), 一方で他のものはとても遅い冷却を経験した。これらは上記の衝突過程を考慮すれば容易に説明できる: 例えば, 原始小惑星がお互いに激しく衝突しあったとき, それらは小さな破片に分裂し, その一部は, 融けるほど十分に加熱される。ある環境下では, それら融解した破片はほとんど自由に放射を起こして急速に冷却されるが, 他の場合では, 周囲の破片による保温効果のせいで, 冷却は極めて遅くなる。一方で, 初期の原始太陽系星雲における加熱, 冷却過程を考えた場合, 星雲ガスが光学的に厚いため, 急速な冷却を期待することはできない。

動径方向への移動による微惑星の混合も, 隕石の起源にとって重要である。太陽から遠く離れた領域で形成された微惑星は, H_2O や炭素化合物のような揮発性物質を大量に含んでいるが, 一方で地球周辺の領域で形成された微惑星は揮発性成分に乏しく難揮発性成分に富んだ物質で構成される。それら微惑星の間の重力的散乱を経て, 微惑星の一部は第 VI 節で言及したように小惑星領域に移動し, その領域で形成された微惑星と混合する。この混合過程は, 隕石に見られる化学的, 鉱物学的特徴の多様性を生み出す。例えば, 遠くの領域から何の変性も受けずに小惑星領域に移動してきた微惑星の一部が, 原始小惑星の高速衝突時に放出された小さな破片 (すなわちコンドリュール) を大量に寄せ集めるということも可能である。これらは炭素質コンドライトの母天体の形成であると見なせるかもしれない。いずれの場合にも, 微惑星の移動と連続的な衝突が最も重要な物理過程であり, この過程を経て, 隕石の母天体は幅広い同位体比的, 化学的及び鉱物学的な特徴を獲得することに注意せねばならない。

上記で言及した物理化学的変性の後、高速衝突によって生成された破片の一部も、木星の摂動を受けて大きなランダム速度（つまり、大きな離心率と傾斜角）を得る。長い時間スケールで見れば（例えば 10^9 年）、これらの破片はゆっくりと、隕石のサイズほどの小さなかけらにまで更に破壊されるだろう。その破壊は太陽放射による侵食作用（つまり、熱応力による破壊）によるものであると考えられる。そしてさらに、それらの一部は隕石として地球に飛来するだろう。上記の長い侵食時間スケールで見れば、この隕石形成のシナリオは、隕石が形成された年代がとても古いにもかかわらず、それらが宇宙線に晒されていた年代がかなり若い（例えば、 $\leq 3 \times 10^8$ 年）という事実をうまく説明する。

それゆえ、我々の惑星形成理論の枠組に従って、隕石の起源を説明することができる。しかしながら、起源に関する定量的な問題の多くが未解決のまま残されている。特に、上記で言及した、高速及び低速衝突に続く熱的、力学的な過程、すなわち様々な大きさを持った天体の衝突加熱と放射冷却を考慮した、分裂及び再集積過程を研究しなければならない。

XI 要約

これまでの節で、太陽系全体の長期にわたる進化を記述してきた。それは固体成分とガス成分から構成される平衡な原始太陽系星雲から始まった。ここで、進化の全過程について、我々の研究結果を要約する。図 24 の中で、進化の時間-空間図が描かれており、重要な出来事や時期が示されている。この図の中で数値的な値は、将来の研究で軽減されるべき幾らかの不確定性を持ちうる。

図 24 に見られるように、星雲ガスの時代は太陽からの距離に依らずに数千万年続く。一方で惑星形成時間は、太陽からの距離の増加につれて上昇する。星雲散逸時間と惑星形成時間の違いは、惑星の多様性を生む。全ての地球型惑星は星雲ガスが存在する時代に成長し（小惑星は除く）、誕生時には濃い原始大気に覆われていた。この大気の保温効果による惑星表面の高い温度は、内部の物質分化を引き起こす。すなわち、地球と金星のコアマントル構造形成である。一方で、火星はその形成領域に存在する材料物質の不足により、小さな質量を持って形成された。そのため、火星の原始大気質量はより小さく、故に保温効果も小さかったに違いない。これが火星の平均密度が地球や金星のそれより小さい理由であると思われる。

小惑星領域では、材料物質の面密度が小さいために、惑星の成長はとても遅い。そしてそれゆえに、原始惑星はガスが散逸する前に大きくなることができない。ガスが散逸しきった状況では、原始小惑星のランダム運動は、木星重力による摂動によって容易に励起される；それらは互いに衝突し、多くの破片に分裂する。その後の連続的な再集積と分裂はおそらく小惑星の起源を説明する。隕石はこれらの破片の一部が地球に飛来したものであろう。隕石の中に観察される、化学的・鉱物学的な変成の大きな多様性は、上記で言及した連続的な衝突の結果に違いない。

木星と土星は星雲ガスが存在した時代に成長した（土星が形成されたときには、ガスは部分的に散逸していたのだが）。それらのコアが微惑星集積によって成長し、周囲の大気が重力的に不安定になる臨界質量まで達すると、大気は大量の星雲ガスを寄せ集め、大きな質量を持つ巨大惑星を形成する。一方で、天王星と海王星の成長時間はガスの散逸時間（それは T-Tauri 段階の期間とほぼ等しい）に比べてとても長く、さらに、それらの惑星の形成時期のほとんどはガスの散逸しきった時代であった。それらの惑星のガス外層が小さな質量しか持たないのは、ガスが無い状態で形成されたことによると考えられる。

海王星の成長時間に関して、我々の理論に従えば、太陽系の年齢と同程度か更に大きくなるということを再び強調する。これは将来解決されるべき問題である；何か重要な仮定を無視したり見落としていないかを検証せねばならない。

上記の海王星問題に加えて、他にも解決されるべき重要な問題が残っている。すなわち、原始太陽系星雲それ自身の形成と散逸である。我々は、京都モデルにおける一連の進化過程に存在するこれらの理論的な空白が、近い将来には定量的な計算によって補完されることを期待する。包括的な進化の京都モデルは、上記で言及した解決するべき問題は残しつつも、全ての場合で、太陽系における全ての階層の起源の概要を矛盾無く説明すると考えられる。

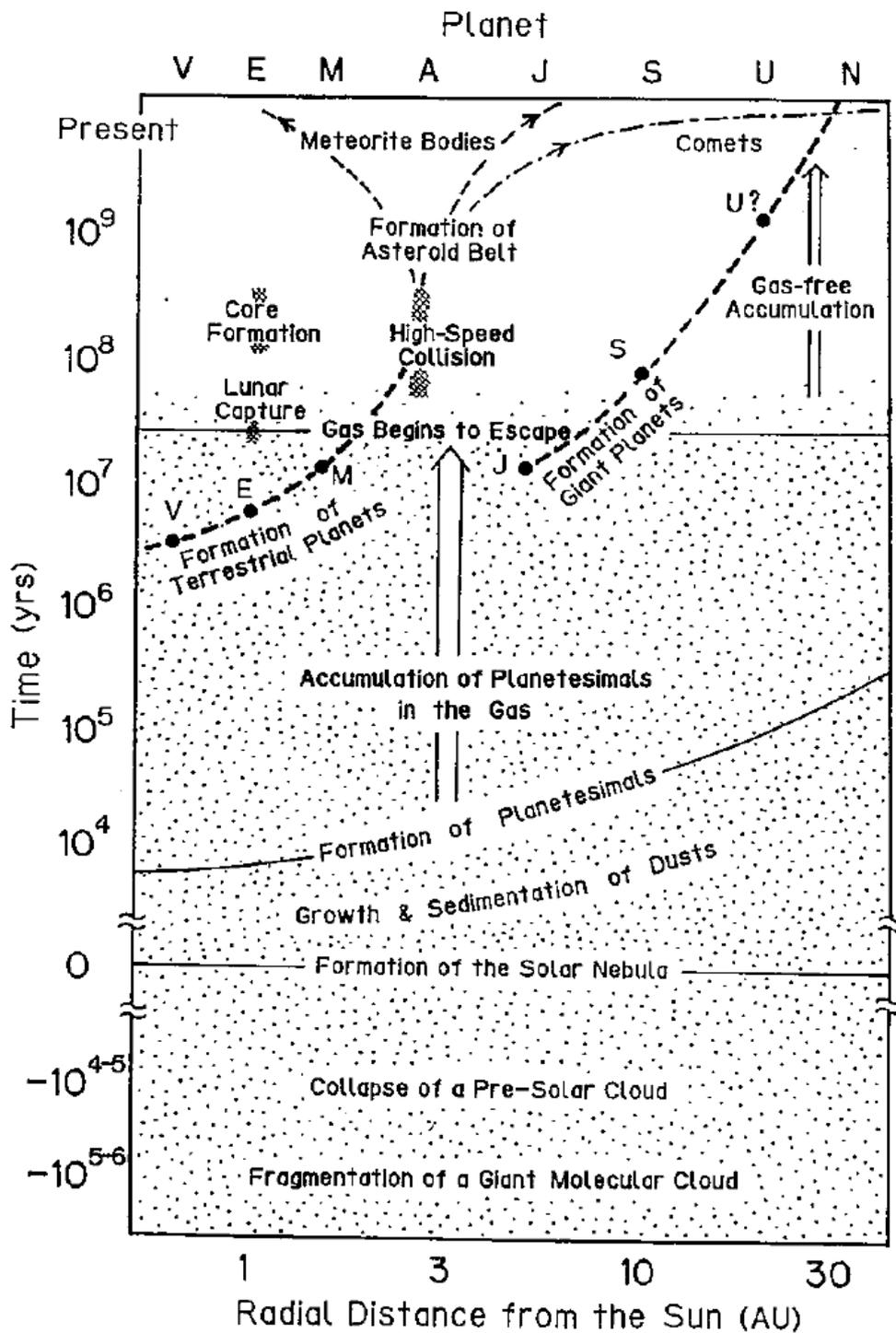


図 24 太陽系進化の空間-時間ダイアグラム. ドットで覆われた領域はガスが存在した期間を表す. 現在の惑星の位置は図の上方に示されている.

謝辞

本論文の執筆に当たり、多くの方々にお世話になりました。

指導教員である北海道大学 倉本圭教授には、本論文のテーマを決めるところから執筆まで、多岐に渡り御指導を頂きました。またそれだけでなく、惑星科学の面白さや、それを志す意義など、論文執筆以外の面でも多くのことを学ばせて頂きました。深く感謝申し上げます。

サイバー大学 千秋博紀准教授には、ゼミの際に大変有意義な知識を頂きました。また、論文執筆に関して激励の言葉を頂きました。併せて感謝申し上げます。

その他、ゼミなどで私を知的にインスパイアして下さった惑星物理学研究室、及び低温科学研究所雪氷物性・惑星科学研究室の皆様、遅筆な私の精神的な支えとなって下さった北海道大学体育会弓道部の皆様や友人達、そして何より、このように有意義な教育を受けることを許してくれた家族に、心より感謝申し上げます。

参考文献

- 1) Adachi, I., Nakazawa, K., & Hayashi, C. 1976: The gas drag effect on the elliptical motion of a solid body in the primordial solar nebula. *Prog. Theor. Phys.*, 56, 1756-1771.
- 2) Hayashi, C. 1981: Structure of the Solar Nebula, Growth and Decay of Magnetic Fields and Effects of Magnetic and Turbulent Viscosities on the Nebula. *Progress of Theoretical Physics Supplement*, 70, 35-53.
- 3) Hayashi, C., Nakagawa, K. and Nakazawa, Y., 1985: Formation of the solar system. In *Protostars and Planets II*, eds. D. C. Black and M. S. Matthews. Univ. of Arizona Press, 1100-1153.
- 4) Nakagawa, Y., Hayashi, C. & Nakazawa, K. 1981: Growth and Sedimentation of Dust Grains in the Primordial Solar Nebula. *ICARUS* 45, 517-528.
- 5) Nakagawa, Y., Nakazawa, K. & Hayashi, C. 1983: Accumulation of Planetesimals in the Solar Nebula, *ICARUS* 54, 361-376.
- 6) 国立天文台編, 2008: 理科年表 平成 21 年. 丸善, 1064pp.
- 7) 井田 茂, 2007: 系外惑星. 東京大学出版会, 204pp.
- 8) 坂下 志郎, 池内 了, 1996: 宇宙流体力学. 培風館, 192pp.
- 9) 高原文郎, 1999: 宇宙物理学. 朝倉書店, 173pp.
- 10) de Pater, I., Lissauer, J. J., 2001: *Planetary Sciences*. Cambridge University Press, 544pp.
- 11) 福井 隆, 2004: 惑星系形成論の現状 -特に原始惑星系円盤の形成過程について-. 北海道大学理学部卒業論文.
- 12) 徳永 義哉, 2008: 木星大気の放射対流平衡モデル. 北海道大学理学部卒業論文.