

衝撃波による原始太陽系星雲の化学 組成の変化

Shock Chemistry in a Solar Nebula

伊藤 和也

Ito Kazuya

北海道大学理学部地球科学科

Department of Earth Sciences, Faculty of Science,
Hokkaido University

2006年1月26日

要旨

現在コンドリュール形成の理論として衝撃波加熱モデルが有力視されている。コンドリュールが衝撃波加熱により形成されたとすると、その衝撃波により原始太陽系星雲内の化学組成も変化すると考えられる。衝撃波によるガスの加熱のタイムスケールは大きくはないが、ケイ酸塩鉱物が融解するような高温まで加熱されるので、ガスの化学組成を変える大きな要因となる。

そこで本論文では衝撃波が原始太陽系星雲の化学組成に与える影響に着目。Iida et al. 2001 (Iida, A., T. Nakamoto, H. Susa, and Y. Nakagawa 2001. A shock heating model for chondrule formation in a protoplanetary disk. *Icarus* 153, 430-450.) のレビューを行い、どのような化学組成の変化が起こったのか考察。原始太陽系星雲における温度変化に伴う化学組成の変化を計算するプログラム作成し、様々な条件を与えたときどのような化学組成の変化が起こるか数値実験を行った。

また衝撃波によるコンドリュール形成が適切かどうか、原始太陽系星雲で確実に起こった微惑星によるバウショックに着目し原始太陽系星雲の内惑星領域全体に衝撃が行き渡るまでのタイムスケールを求めた。その結果衝撃波が内惑星領域全体に行き渡るまでのタイムスケールは、惑星形成に必要なタイムスケールに比べ十分小さいため、バウショックはコンドリュール形成に適していることを求めた。

目次

要旨

1	序論	1
1.1	本論文の目的	1
1.2	本論文の構成	1
2	隕石についての基礎	2
2.1	隕石の分類	2
2.2	コンドライト隕石について	2
2.3	コンドリュールについて	3
2.4	酸素同位体組成について	4
3	衝撃波による化学組成の変化	6
3.1	コンドリュール形成の理論	6
3.2	衝撃波加熱モデルの概略	7
3.3	化学組成への影響	7
4	バウショックによりコンドリュールが形成される効率	10
4.1	衝撃波の発生メカニズム	10
4.2	基礎方程式	11
4.3	計算の条件設定	12
4.4	計算結果	13
4.4.1	計算結果の全体像	13
4.4.2	内惑星領域	15
4.5	考察	17
5	温度変動に伴う化学組成の変化	18
5.1	基礎方程式	18
5.2	初期条件	19
5.3	計算結果	20
6	まとめ	32

付録 A 衝撃波の理論	33
A.1 音波	33
A.2 有限振幅波	35
A.3 衝撃波	36
付録 B lida <i>et al.</i> 2001 全訳	45
1. 導入	45
2. モデルと基礎方程式	47
2.1 衝撃波モデルの概略	47
2.2 基礎方程式	49
2.3 物理定数と初期条件と計算方法	54
3. 計算結果	55
3.1 後ショック領域の構造	55
3.2 粒子の温度	57
3.3 粒子の冷却率	62
4. 議論	64
4.1 コンドリュール形成の条件	64
4.2 実験結果の考察	69
5. 結論	70
謝辞	72
参考文献	73

1 序論

1.1 本論文の目的

原始太陽系星雲では化学組成を変えるイベントとしてコンドリュール形成のための短時間の加熱が起こったと考えられている。コンドリュールは最も原始的な隕石であるコンドライト隕石の 20 ~ 80 % を占めることから、原始太陽系星雲では普遍的に存在した物質であると考えられている。そのため原始太陽系星雲のガスの化学組成はコンドリュール形成のための短時間の加熱により常に変化し続けていたといえる。

コンドリュール形成のための加熱のメカニズムとして様々な理論が提唱されているが、本論文ではその中でも衝撃波加熱モデルに着目する。

また原始太陽系星雲の化学的特徴として酸素同位体が不均質であった可能性が示唆されている。分子雲内で紫外線による解離により $C^{17}O$ と $C^{18}O$ は分解され、分解された $^{17,18}O$ はダストの表面で H_2O となり、 $^{17,18}O$ に富んだ H_2O と $^{17,18}O$ に乏しい CO が生成される [8] と考えられている。

しかしコンドリュール形成の加熱によりガスの化学組成は常に変化し続けていたと考えられるので、不均質な酸素同位体組成は均質化された可能性が考えられる。

そこで本論文では、衝撃波による加熱がコンドリュール形成に十分なほど発生していたかを数値計算により算出。また、衝撃波のような短時間の加熱により不均質な酸素同位体組成が均質になるかどうかを求めることを目的とする。

1.2 本論文の構成

本論文では、まず 2 節で研究を行う際に必要である隕石の基礎について記載する。3 節ではコンドリュールの衝撃波加熱モデルである「Shock Heating Model for Chondrule Formation in Protoplanetary Disk (Iida et al., 2001)」のレビューを行い、衝撃波が起こった際、化学組成にどのような影響を与えるのか考察する。続く 4 節 5 節では数値計算を行う。4 節ではバウショックに着目し原始太陽系星雲内で衝撃波がコンドリュールを形成できるほど十分に発生していたかを数値計算により算出。5 節では、衝撃波加熱のような短時間の加熱により不均質な酸素同位体組成は均質になるかどうかを求めた。付録として衝撃波に関する基本的な知識 (付録 A) と Iida et al. (2001) の論文全訳 (付録 B) を掲載した。

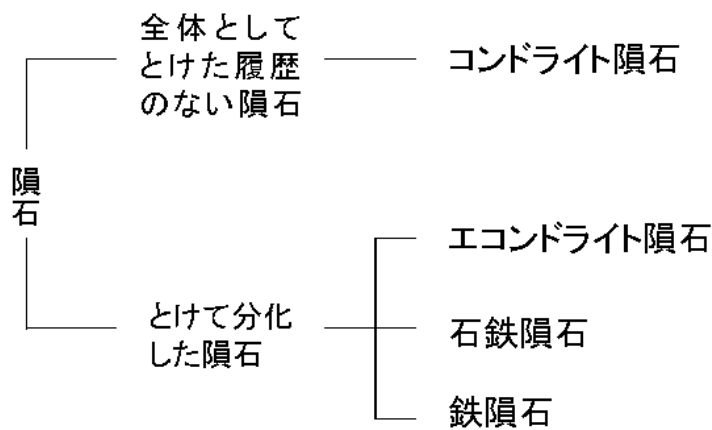
2 隕石についての基礎

2.1 隕石の分類

隕石は構成する物質から三つに分類することができる。鉄などの金属に富むものを鉄隕石、ケイ酸塩に富むものを石質隕石、金属とケイ酸塩を同じくらい含むものを石鉄隕石と呼ぶ。石質隕石はコンドリュール（後述）を含むかどうかで、コンドライト隕石とエコンドライト隕石に分類される。

これらの隕石はさらに、全体として融けた履歴の有無により分類される（表 2.1）。隕石はその母天体が大きいと ^{26}Al などの比較的壊変の早い放射性元素の熱や微惑星の集積時の熱を外に放出することができず、いったん融けて分化が起こる。分化が起こった際母天体の中心にあったものが鉄隕石、外側にあったものがエコンドライト隕石、両者の間にあったものが石鉄隕石となった。コンドライト隕石はこの様な分化を経験しなかったことから、原始太陽系星雲の情報をそのまま保っている最も原始的な隕石であると考えられる。

表 2.1 隕石の分類。 [10] より一部抜粋。



2.2 コンドライト隕石について

コンドライト隕石はその酸化還元状態によりさらに細かく分類される。隕石の酸化還元状態を図 2.1 に示す。

図 2.1 はユーリー・クレイグダイアグラムと呼ばれる図で、縦軸に FeS と Fe 、横軸に FeO の量をとって、コンドライトの酸化還元状態を表している。酸化鉄がほとんど

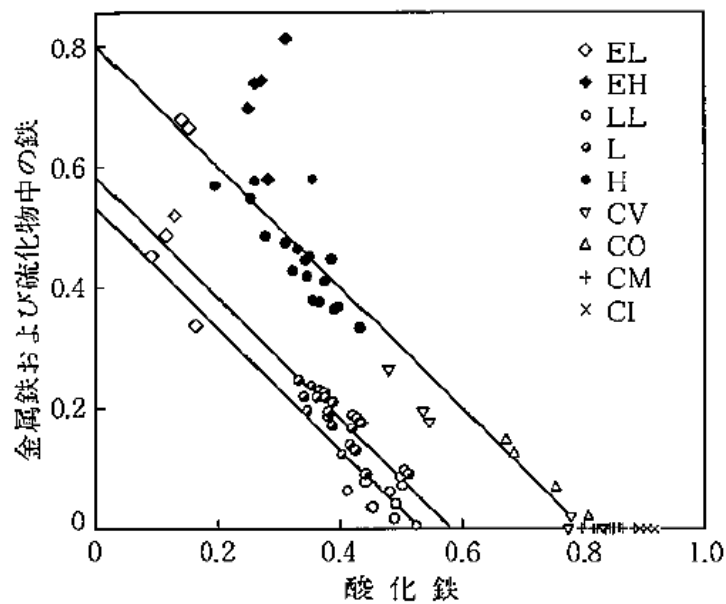


図 2.1 ユーリー・クレイグダイアグラム。

図中の直線は鉄の組成変化が酸化還元状態のみによるものと仮定した場合を表している [10]。

なく、ほとんど全ての鉄が金属鉄か硫化鉄であるものをエンスタタイトコンドライト (Eコンドライト)、逆に鉄のほとんどが酸化鉄として存在するものを炭素質コンドライト (Cコンドライト)、両者の中間にあるものを普通コンドライトと呼ぶ。エンスタタイトコンドライトは酸化鉄をほとんど含んでいないため、還元的な環境で形成されたと考えられている。逆に炭素質コンドライトは鉄のほとんどが酸化鉄として存在するため、酸化的な環境で形成されたと考えられている。

Cコンドライト中にはCAI (Calcium-Aluminium rich Inclusion) と呼ばれる物質が含まれている。CAIとは名前のとおりCaとAlを豊富に含む物質で、隕石を構成する物質の中で最も凝縮しやすい(蒸発しにくい)物質であると考えられている。そのため太陽系形成過程の中で最初に凝縮した物質であると考えられる。

2.3 コンドリュールについて

コンドリュールとはコンドライト隕石中に含まれる物質で、直径0.1 ~ 1 mm程度の大きさをもつ球形のケイ酸塩鉱物である。形が球形であることから、無重力状態でいったん融解したのち冷却して形成されたと考えられている。またその結晶構造から冷却速度は(100 ~ 1000 K/hr)であったと考えられている。1873年、ソルビーにより研究が始めら

れたが、未だにその形成は謎に包まれている。

2.4 酸素同位体組成について

酸素には異なった3つの安定同位体 ^{16}O 、 ^{17}O 、 ^{18}O が存在する。これらの酸素同位体の比は標準試料との差（デルタ表記）で表すことができ、次の式で定義される。

$$\begin{aligned}\delta^{17}\text{O} &\equiv \left(\frac{(^{17}\text{O}/^{16}\text{O})_{\text{試料}}}{(^{17}\text{O}/^{16}\text{O})_{\text{標準試料}}} - 1 \right) \times 1000 \text{ (‰)}, \\ \delta^{18}\text{O} &\equiv \left(\frac{(^{18}\text{O}/^{16}\text{O})_{\text{試料}}}{(^{18}\text{O}/^{16}\text{O})_{\text{標準試料}}} - 1 \right) \times 1000 \text{ (‰)}.\end{aligned}\tag{2.1}$$

$\delta^{18}\text{O}$ を横軸に、 $\delta^{17}\text{O}$ 縦軸にとり、太陽系の物質をプロットしたものを図 2.4 に示す。図を見ても分かるように、地球上の分別ラインは傾き 1/2 の直線となっている。これは質量に依存する同位体分別によるもので、この直線のことを特に TF line (Terrestrial Fractionation line) とよぶ。これに対して炭素質コンドライトの CAI は傾きが 1 の直線となっている。傾きが 1 の直線となるためには、 ^{17}O と ^{18}O 、もしくは ^{16}O を等量変化させるようなプロセスが必要となる。そのため原始太陽系星雲には異なる同位体組成を持ったリザーバーが存在し、その混合が起こったと考えられる。

太陽系の形成過程で全体の平均とは異なる酸素同位体を持つリザーバーが形成され、その混合が起こる [16] と考えられている。[16] によると分子雲の内側では紫外線により C^{17}O 、 C^{18}O は選択的に分解される。分解された C^{17}O 、 C^{18}O は原始太陽系星雲内に存在するダスト粒子の表面で H_2O 氷となる。太陽系形成の過程でダスト粒子は中心星へ向かって降着するので、それに伴い ^{17}O 、 ^{18}O に富んだ H_2O 氷が内惑星領域に輸送される。ダストが一定距離以上中心星に近づくとその輻射により H_2O 氷は蒸発し、原始太陽系星雲の内惑星領域は ^{17}O と ^{18}O が等量加わる。そのため CAI は傾きが 1 の直線に分布すると考えられる。

3 衝撃波による化学組成の変化

3.1 コンドリュール形成の理論

現在までに様々なコンドリュール形成のモデルが考えられてきた。例えば、惑星と隕石サイズの物体の衝突、流星のアブレーション、星雲の内惑星領域の熱、双極流、星雲の稲妻、磁気フレア、星雲表面での衝突による付着、雲の塊の集積による衝撃、星雲のダスト粒子に富む領域内での衝撃波、微惑星による弧状衝撃波などである [4]。コンドリュールの研究が進むにつれその形成には様々な制約がつくことが分かってきた^{*1}。そのため現在では二つの理論、双極流モデル (Shu et al., 1996 など) と衝撃波加熱モデル (Iida et al., 2001 など) が有力視されている。

双極流モデルとは、コンドリュールの前駆物質が中心星のそばで加熱を受け融解、中心星のそばから噴出している双極流によって星間空間まで飛ばされ、そこで冷却されコンドリュールになる、というモデルである。このモデルでは 0.1 ~ 1 mm サイズのものは現在の小惑星領域まで飛ばされたとしている^{*2}。

コンドリュールは様々な酸化還元状態で形成されたコンドライト隕石中から発見される (2.2 節参照)。原始太陽系星雲の内惑星領域は中心星に近い方が還元的な環境で、遠い方が酸化的な環境である。そのため星間空間でコンドリュールが形成されコンドライト隕石になったとする双極流モデルよりも、原始太陽系星雲内の様々な場所でコンドリュールが形成されたとする衝撃波加熱モデルのほうが、コンドライト隕石の様々な酸化還元状態を示すのに適切であると思われる。そこで本論文ではコンドリュールは衝撃波により形成されたとし、衝撃波が原始太陽系星雲にどのような影響を与えたかについて考える。

衝撃波が通過するとガスが加熱され、その化学組成が変化する。そこでこの節では化学反応を考慮に入れた衝撃波によってコンドリュールが形成されるモデル [4] のレビューを行い、コンドリュール形成の衝撃波がガスの化学組成にどのような影響を与えたのか考察を行う。

^{*1} コンドリュールは、ケイ酸塩鉱物が溶けるぐらいの高温 (1600 K 以上) まで加熱を受けた後、急速に冷却 (100-1000 K/h) して形成されたと考えられている。

^{*2} 現在地球に降ってくる隕石は、そのほとんどが小惑星領域にある小惑星がぶつかってその破片が落ちてきたものである。そのため双極流モデルでは、コンドリュールの大きさが 0.1 ~ 1 mm だということをよく表している。

3.2 衝撃波加熱モデルの概略

Iida et al. (2001) では衝撃波の起源は考えず、何らかの過程で衝撃波が励起された状態にあるとし、定常な一次元の流れが衝撃波を通過する過程を考えている。以下に衝撃波モデルの概略を記述する。

衝撃波面は、薄い断熱的な層であるとし、ショックフロント (shock front) と呼ぶ [4]。全体の流れをショックフロントにより二つに分け、ショックフロントから見て上流側の領域を前ショック領域 (preshock region)、下流側の領域を後ショック領域 (postshock region) とよぶ [4]。前ショック領域ではガスと粒子は同じ速度で運動するが、ショックフロント通過時にガスは加速され粒子はそのままの速度を保つ (図 3.1)。

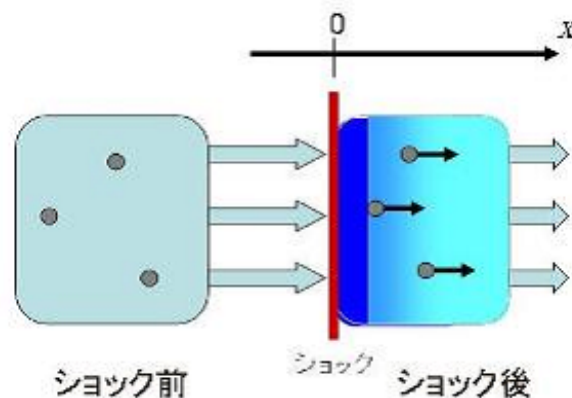


図 3.1 衝撃波により粒子とガスに相対速度が生じる。ショックフロントに固定した座標系で表した。

衝撃波が通過することによりガスと粒子に相対速度が生じ、粒子が摩擦加熱を受ける。Iida et al. (2001) ではこの様な摩擦により粒子が融解し、コンドリュールが形成されるとしている。

3.3 化学組成への影響

ガスは衝撃波を通過することにより加熱を受けるので、化学組成が変化すると考えられる。衝撃波によって引き起こされる化学反応を考慮に入れた計算結果の一例を図 3.2, 3.3 に示す [4]。

図 3.2 は衝撃前の密度を $n_0 = 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ 、ガスに対するショックフロントの相対速度を $v_0 = 40 \text{ km s}^{-1}$ 、粒子の大きさを $a_0 = 0.1 \text{ mm}$ としたときの後ショック領域のガスの

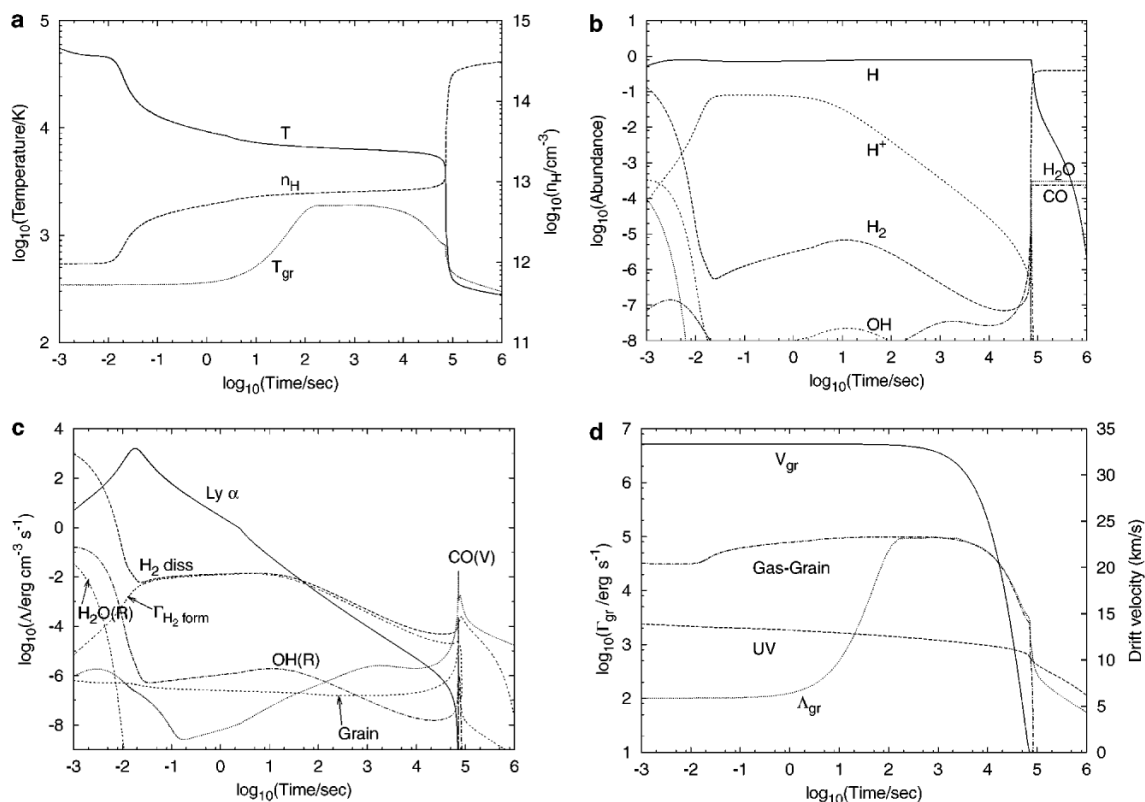


図 3.2 ショックフロントを過ぎてからの様々な物理学的性質を時間の関数で表す。ここで、 $v_s = 40 \text{ km s}^{-1}$ 、 $n_0 = 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ 、 $a_0 = 0.1 \text{ mm}$ とした。(a) ガスの温度 T 、水素原子核の数密度 n_H 、粒子の温度 T_{gr} ；(b) ガスの化学組成；(c) ガスの加熱率と冷却率；(d) 粒子とガスの相対速度と、粒子の加熱/冷却率。

状態を表している。図 3.2b は、どのような化学組成の変化があったのかを示している。ショックフロント直後のガスは高温なので、分子は解離し急速に減少する。その結果として生じた水素原子の内、数パーセントがイオン化する。一般的に分子の解離とイオン化の程度は、衝撃の速度に強く依存する。そのため後ショック領域における化学組成は、衝撃の速度により様々に変化する。ショックフロント通過後 $1 \times 10^5 \text{ s}$ でガスの温度が数千度以下に下がると、水素原子は再結合し水素分子となる。

図 3.3 は $n_0 = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ 、 $v_0 = 10 \text{ km s}^{-1}$ 、 $a_0 = 0.1 \text{ mm}$ の場合を表している。図 3.2 と異なり水素はまったくイオン化しない。ガスが高温を保っている間は水素分子は一部解離し水素原子が形成されるが、ガスの温度が低くなるにつれ水素原子は減少する。ガスが高温のとき OH が見られるが、これもガスの温度が下がるとともに減少する。最終的なガスの組成は H_2 、 H_2O 、 CO が支配的となる。

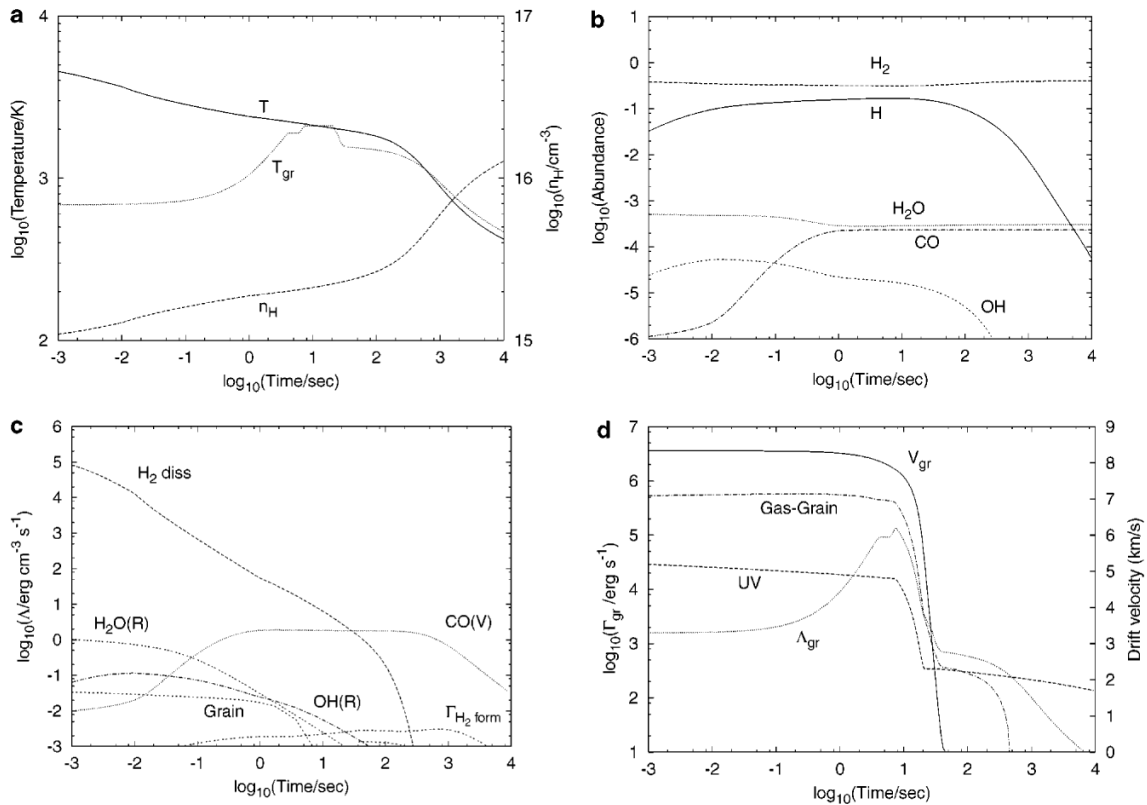


図 3.3 $v_s = 10 \text{ km s}^{-1}$ 、 $n_0 = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ を除き図 3.2 と同じ図。

Iida et al. (2001) ではガスの初期条件として初期のガスでの元素存在度 (水素原子核の数に対する割合) は、 $y_{\text{He}} = 0.1$ 、 $y_{\text{O}} = 5.4 \times 10^{-4}$ 、 $y_{\text{C}} = 2.3 \times 10^{-4}$ 、 $y_{\text{Si}} = 3.6 \times 10^{-6}$ として与えているが、図 3.2, 3.3 から分かるように、衝撃波が通過することによりガスの化学組成は大きく変化する。コンドリュールが形成できるような衝撃波の条件では、ガスの化学組成は大きく変化するの、原始太陽系星雲の化学組成の変化を考える際は衝撃波の影響を考慮に入れなければならない。

4 バウショックによりコンドリュールが形成される効率

コンドリュールを形成する衝撃波の起源としては様々なものが考えられている。ここでは原始太陽系星雲で確実に起こったと考えられるバウショックに着目し、様々な軌道長半径、離心率、半径を持つ微惑星が一年間に影響を与える体積を算出し、それが原始太陽系星雲の内惑星領域全体に影響を与える時間を求める。それにより微惑星によるバウショックがコンドリュール形成の主要な機構であり得たかについて考察を行う。

4.1 衝撃波の発生メカニズム

物体が周囲のガスに対して音速を超える相対速度で運動するとき、その周りには衝撃波が発生する。物体が音速を超えたときに形成される弧状衝撃波のことをバウショックと呼ぶ。原始太陽系星雲では離心率の大きい微惑星が周囲のガスに対して音速を超える速度で運動し、バウショックが形成する。



図 4.1 オリオン星雲におけるバウショック。

NASA Hubble Site <http://hubblesite.org/> より抜粋。

4.2 基礎方程式

ここでは星雲ガスはケプラー回転しているとし、ガスに相対的な微惑星の運動の軌跡の長さ L を一公転周期に渡って求め、 L に微惑星の断面積をかけて微惑星が一公転で星雲に衝撃を及ぼす体積 V を評価する。 V を微惑星の周期で割り、微惑星が単位時間当たりに影響を与える体積 V_{year} が算出される。さらに V_{year} を星雲の体積で割り、一つの微惑星によるバウショックが星雲全体に行き渡るまでの時間を求める。以下にその諸過程を記述する。

微惑星の質量は地球の質量を基準にして表す。地球型惑星の質量の和は地球の質量の約三倍である。微惑星一個あたりの質量はこの k 分の 1 とする。ここで k は適当なパラメーターである。微惑星は球であると仮定すると、その半径 R は次のように表される。

$$R = \left(\frac{9M_{\oplus}}{4k\pi\rho} \right)^{1/3} \quad (4.1)$$

ここで M_{\oplus} は地球の質量、 ρ は微惑星の密度を表している。

楕円軌道を回る小天体の 2 次元極座標系での運動方程式は次のように与えられる [5]、

$$\begin{aligned} \frac{dr}{dt} &= \frac{aen}{\eta} \sin \theta, \\ r \frac{d\theta}{dt} &= \frac{a^2 n \eta}{r}. \end{aligned} \quad (4.2)$$

ここで r は中心星からの距離、 θ は方位角、 a は軌道長半径、 e は離心率、 n は平均運動、 $\eta = \sqrt{1 - e^2}$ である。ガスは中心星の周りをケプラー速度で回転しているので、ガスに対する微惑星の運動一周期あたりの長さ L は次の微分方程式、

$$\begin{aligned} \frac{dr}{dt} &= \frac{aen}{\eta} \sin \theta, \\ r \frac{d\theta}{dt} &= \frac{a^2 n \eta}{r} - \sqrt{\frac{GM}{r}} \end{aligned} \quad (4.3)$$

を数値的に解くことにより求められる。ここで G は万有引力定数を、 M は太陽質量を表す。

微惑星の周期 T はケプラーの法則より、

$$T = \left(\frac{a}{r_{\oplus}} \right)^{3/2} T_{\oplus} \quad (4.4)$$

となる。ここで r_{\oplus} は地球の軌道半径、 T_{\oplus} は地球の公転周期を表す。

原始太陽系星雲の内惑星領域のガスの総質量は地球質量のおよそ 300 倍、密度は地球大気の 10^{-5} 程度と見積もることができる。そこでこの節ではガスの質量を地球質量の 300 倍、密度を地球大気の 10^{-5} とし、ガスの総体積 $V_{nebul\grave{a}}$ を

$$V_{nebul\grave{a}} = \frac{300M_{\oplus}}{\rho_{\oplus} \times 10^{-5}} \quad (4.5)$$

で評価する。ここで ρ_{\oplus} は地球大気の標準状態における密度で $\rho_{\oplus} = 2.68 \times 10^{19}$ である。

4.3 計算の条件設定

計算を行うにあたり、微惑星の密度を $\rho = 3.0 \text{ g/cm}^3$ とする。また微惑星の軌道長半径は $a = 1 \sim 20 \text{ AU}$ 、離心率は $e = 0 \sim 0.98$ 、の範囲で計算を行う。

バウショックは微惑星が音速以上の相対速度で動いているときにしか発生しないので、相対速度が 1 km/s 以下のときはバウショックは生じないとする。

4.4 計算結果

4.4.1 計算結果の全体像

微惑星が一年間あたりに衝撃を及ぼす体積を図 4.2 に示す。縦軸は一年間あたりに衝撃を及ぼす体積 V_{year} を内惑星領域のガスの総体積で割った比を表している。縦軸の値の逆数は、その離心率と軌道長半径をもつ微惑星が一個存在したとき、ガス全体に衝撃を及ぼすまでの時間を表している。離心率が小さく微惑星の軌道が円軌道に近い場合は、周りのガスには大きな影響を与えない。逆に離心率が大きくなるとケプラー運動に対する相対速度が増し、一周あたりに衝撃を及ぼすガスの体積は増加する。また微惑星の速度は、軌道長半径が大きいと遅く、逆に小さいほど速くなるため、軌道長半径が小さいほうが一年あたりに衝撃を及ぼす体積が大きくなる。

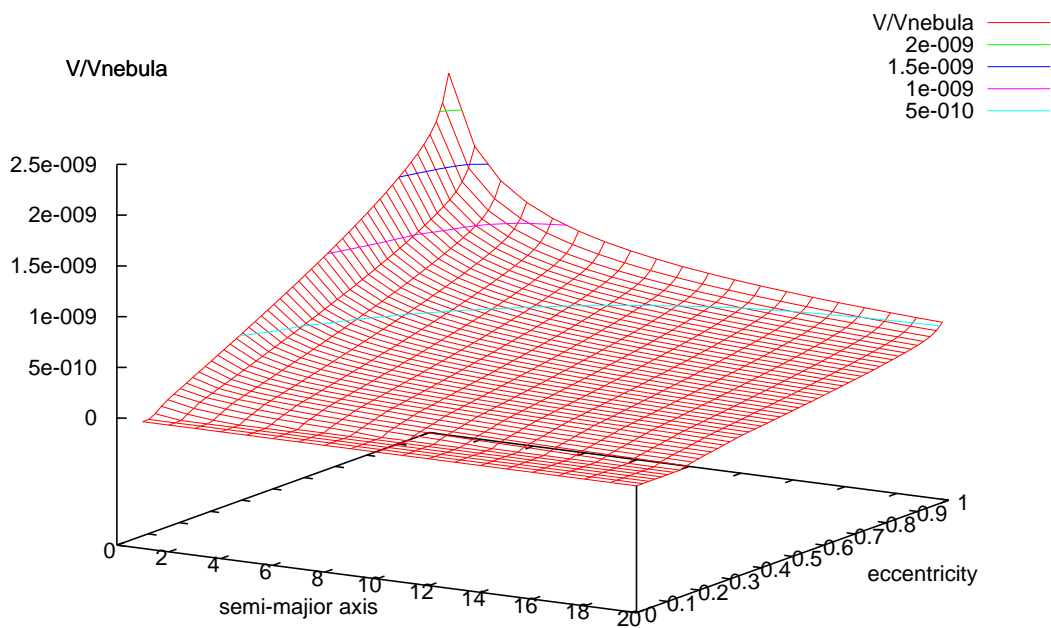


図 4.2 微惑星が一年あたりに衝撃を及ぼす体積の星雲総体積に対する割合。
微惑星質量は総質量の 1000 分の 1 とした。

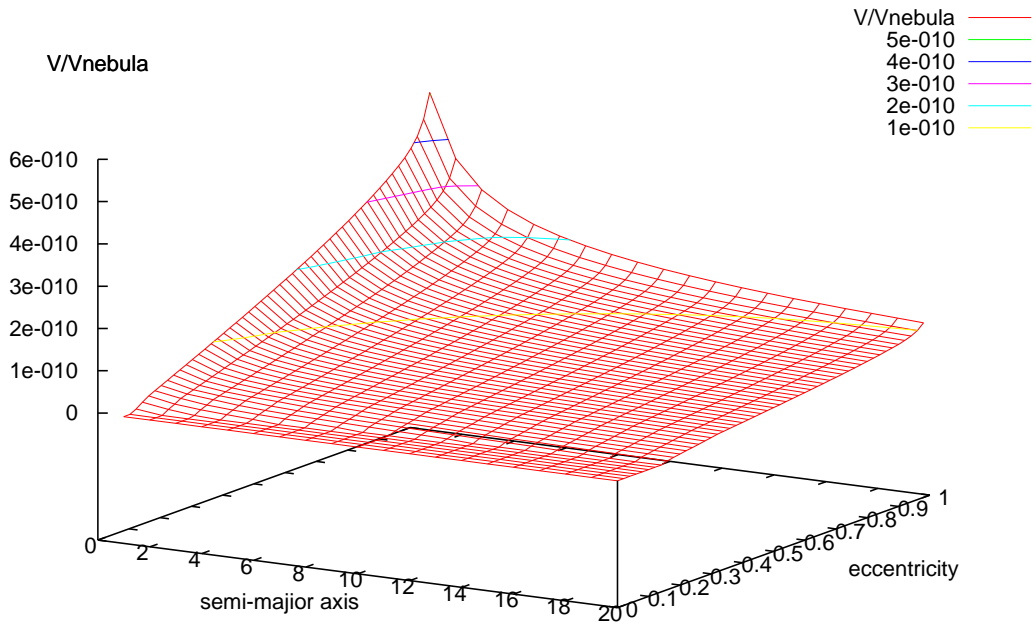


図 4.3 図 4.2 と同じ図。
ただし微惑星質量は総質量の 10000 分の 1。

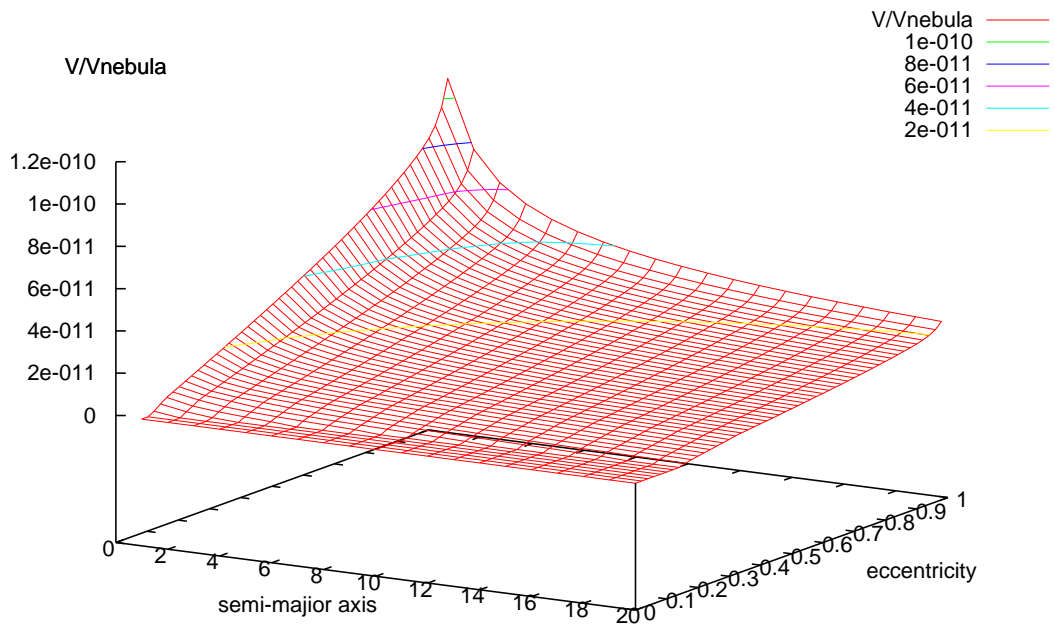


図 4.4 図 4.2 と同じ図。
ただし微惑星質量は総質量の 100000 分の 1。

4.4.2 内惑星領域

原始太陽系星雲では微惑星は主に中心星から 5 AU 以内に分布していたと考えられるので、実際に存在した微惑星の影響を考えるために内惑星領域に着目する必要がある。

そこで、図 4.2 ~ 4.4 のうち特に $a = 1 \sim 5$, $e = 0.1 \sim 0.5$ の範囲に着目する。その範囲内についてとりあげたものを図 4.5 に示す。図 4.5 では横軸に離心率をとり、軌道長半径が 1~5 AU を持つ微惑星が一年間に衝撃を及ぼす体積を表している。図 4.5 で離心率が小さい領域で直線から外れるのは、微惑星の相対速度が 1 km/s 以下のときはパウショックが生じないとしたためである。

図 4.5 に示した値の内、 $a = 1$ AU、 $e = 0.02$ ごとにとった平均を表 4.1 に示す。 $V_{\text{year}}/V_{\text{nebula}}$ は一個の微惑星が星雲総体積のどれだけの割合に影響を及ぼすかを表しているので、 $V_{\text{year}}/V_{\text{nebula}}$ に微惑星の総数をかけ逆数を取ると、星雲全体に衝撃波が行き渡るまでの時間が得られる。

表 4.1

微惑星質量 (/総質量)	$V_{\text{year}}/V_{\text{nebula}} \text{ year}^{-1}$	衝撃が行き渡る時間 (年)
1/1000	2.59×10^{-10}	3.86×10^6
1/10000	5.62×10^{-11}	1.78×10^6
1/100000	1.20×10^{-11}	8.33×10^5

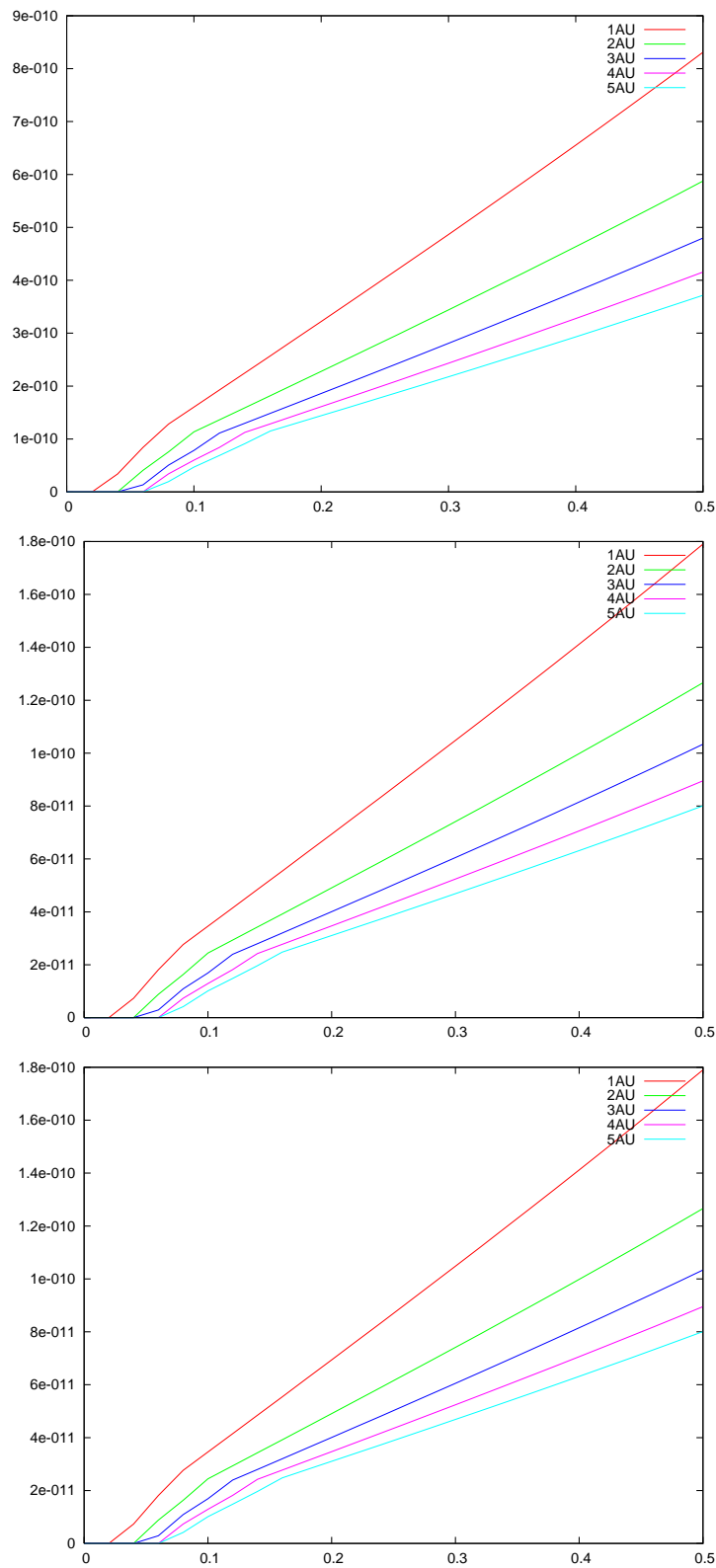


図 4.5 微惑星が一年間に衝撃を及ぼす体積の星雲全体に対する割合。
 微惑星質量は上から、総質量の 1/1000, 1/10000, 1/100000 である。

4.5 考察

現在の惑星は微惑星の衝突により形成されたと考えられているので、ここで考えた微惑星の軌道のいくつかは、交差もしくは重なっていたと考えられる。そのため表 4.1 に示した結果は実際に衝撃波が行き渡るまでの時間よりも少なく評価しているかもしれない。しかし、バウショックの断面積は微惑星の断面積よりもかなり大きく(図 4.1)、衝撃波は伝播するので、衝撃が行き渡るまでの時間は表 4.1 に示したものより小さくなることが期待される。

微惑星から惑星が形成されるまでのタイムスケールは 1000 万年程度であると考えられている。ここで得られた結果は惑星形成の時間に比べて十分に小さいので、バウショックによるコンドリュール形成はありえると考えられる。

5 温度変動に伴う化学組成の変化

コンドライト物質の酸素同位体図の直線が傾き 1 の直線に乗る。これは原始太陽系星雲では二つの異なる同位体組成を持つ物質 ($^{17,18}\text{O}$ に富む H_2O と $^{17,18}\text{O}$ に乏しい CO) が存在していたと考えられる [16]。しかし不均質な酸素同位体組成は、原始太陽系星雲の様々なイベントにより均質になった可能性が考えられる。

不均質な酸素同位体組成を均質にするイベントとして、コンドリュール形成のための短時間の加熱が考えられる。ガスは加熱を受けることにより化学組成が変化する。ガスは加熱後の冷却の過程で平衡状態に達するため、ガスの化学組成は加熱の前後では異なったものとなる。

ここではガスに短時間の加熱を与え、不均質な酸素同位体組成がどの程度均質になるかを評価する。

5.1 基礎方程式

化学組成の変化は化学反応の速度によって支配される。ガス種間での非平衡状態の化学反応を支配する速度反応式は次のように与えられる [4]。

$$\frac{dy_i}{dt} = n_H \sum_{j=1}^{35} \sum_{k=1}^{35} k_{jk} y_j y_k + n_H^2 \sum_{l=1}^2 \sum_{m=1}^2 \sum_{n=1}^2 k_{lmn} y_l y_m y_n \quad (5.1)$$

ここで n_H 水素原子核の全数密度を、 k_{jk}, k_{lmn} は反応速度係数を、 $y_i = n_i/n_H$ 、 n_i は i 種のガスの数密度、を表している。また、(5.1) 式の第一項、第二項はそれぞれ 2 種類間、3 種類間での化学反応を表している。ここでは数値計算に用いる化学反応式として [4] の 35 のガス種による 176 の化学反応を使用する (5.5 節参照)。ただし酸素には二つの同位体 ^{16}O と ^{18}O が存在するとし、酸素を二つの同位体に分割して計算を行う。

162 番目の化学反応において、 c_f は TLE (局所熱平衡状態) に対する励起振動状態にある H_2 の存在量を表し [4]、以下のように表される。

$$c_f = \frac{1}{1 + n/n_{cr}}. \quad (5.2)$$

ここで n_{cr} は

$$n_{cr} = \frac{10^6 T^{0.5}}{3.2y(\text{H})\exp[-(400/T)^2] + 2.8y(\text{H}_2)\exp[a]}. \quad (5.3)$$

を表している [2]。

165-167 番目の化学反応では [3] で与えられている関係式 $R(a, b)$ を用いた。

$$R(a, b) = (r - a)^b r e^{-r} \left(\frac{\pi}{2\phi_d} \right)^{0.5} \{1 - \operatorname{erf}[(0.5\phi_d)^{0.5}(r - a)]\} \quad (5.4)$$

ここで $r = 0.5[y + (y^2 - 4a)^{0.5}]$ 、 $y = 1 + a + b$ 、 $\phi_d = \frac{b}{(r-a)^2} + r^{-2}$ である。

168,170 番目の化学反応は微粒子に水素原子が付着し、水素分子になる化学反応を表している。ここで f_a は粒子から離れる前に水素分子に結合できる領域 (wells) へ入る水素原子の割合を表し、

$$f_a = \frac{1}{1 + (N_T/N_I) \exp(-D_H/kT_{gr})} \quad (5.5)$$

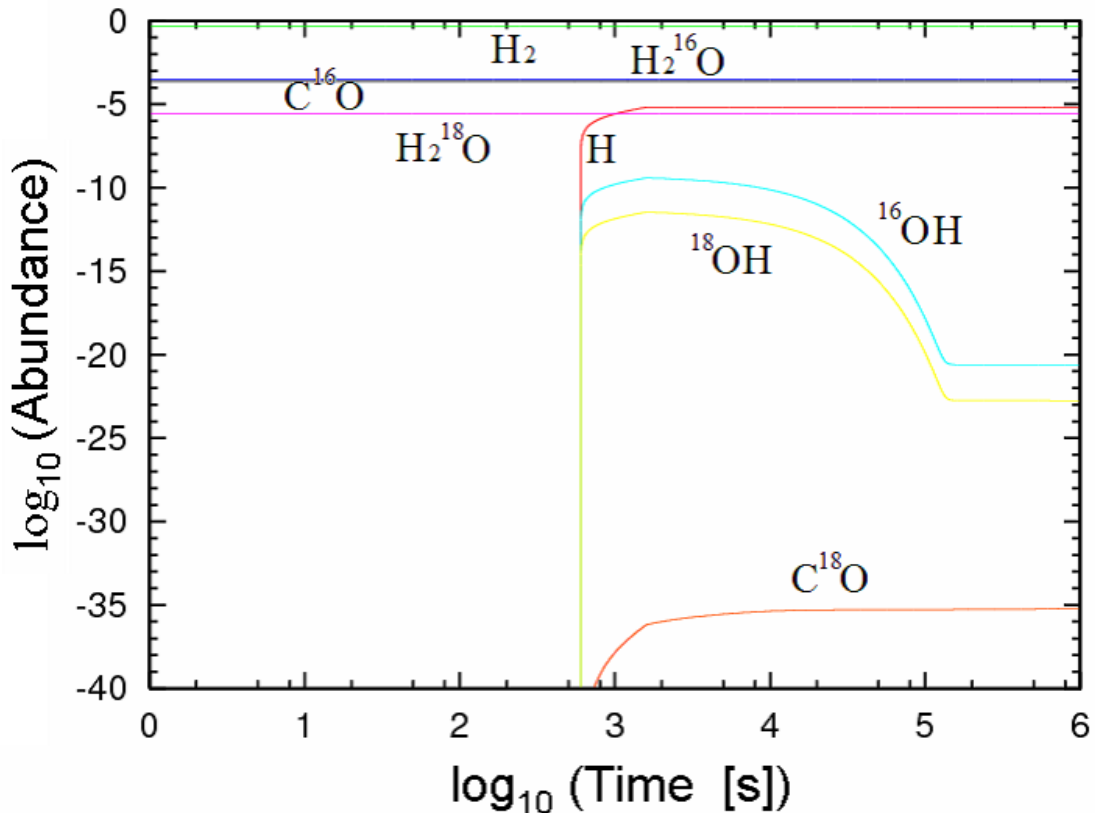
と与えられる [2]。ここで N_T/N_I は粒子の表面で結合に適切な場所の割合を表し、 D_H は水素原子が結合できない領域 (clean surface) における粒子と水素原子の結合エネルギーを表す [2]。

5.2 初期条件

ガスの化学組成の初期条件として水素原子に対する存在度を次のように仮定。 $y_{\text{He}} = 0.1$ 、 $y_{\text{C}^{16}\text{O}} = 2.3 \times 10^{-4}$ 、 $y_{\text{C}^{18}\text{O}} = 0$ 、 $y_{\text{H}_2^{16}\text{O}} = 3.073 \times 10^{-4}$ 、 $y_{\text{H}_2^{18}\text{O}} = 2.70 \times 10^{-6}$ 、 $y_{\text{Si}} = 3.6 \times 10^{-6}$ 、 $y_{\text{HD}} = 2.0 \times 10^{-5}$ 、残りは全て水素分子。

5.3 計算結果

ガスに短時間の加熱を与えたときのガスの化学組成の変化を図 5.1 に示す。図 5.1 は最初 200 K で 600 s 暖めた後、 $T = 2000$ K で $t = 1000$ s 加熱し、ガスの温度を 200 K に戻したときの値を表している。最初ガスの温度が低いときは化学反応はあまり進まず、化学組成には特別な変化は見られない。ガスの温度を高温にすると化学反応は急速に進み水素原子、 ^{16}OH 、 ^{18}OH 、 C^{18}O が形成される。加熱の後ガスの温度が低くなると高温時に形成された ^{16}OH 、 ^{18}OH は減少をはじめ 10^5 s 後に平衡状態に達する。この過程で形成された C^{18}O は非常に少ないのでガスの化学組成は不均質な状態を保つ。



[t]

図 5.1 温度変動に伴う化学反応。

$n_0 = 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ 、 $T = 2000 \text{ K}$ 、 $t = 1000 \text{ s}$ のとき値を表す。

加熱温度と加熱時間を変えた計算結果を図 5.2 – 5.4 に示す。加熱時間を変えても化学組成の変化のしかたはあまり変わらないが、加熱の温度を高くすると形成される C^{18}O が増加することが分かる。これはガスの温度を高温にすると CO や H_2O の分解される量

が増えるためだと考えられる。

高温時のほうが形成される $C^{18}O$ は多く形成されるが、 $T = 3000\text{ K}$ のときに形成される $C^{18}O$ は 10^{-14} 程度のオーダーであり、 $C^{16}O$ に比べ非常に少ないため酸素同位体組成は不均質状態が保持される。

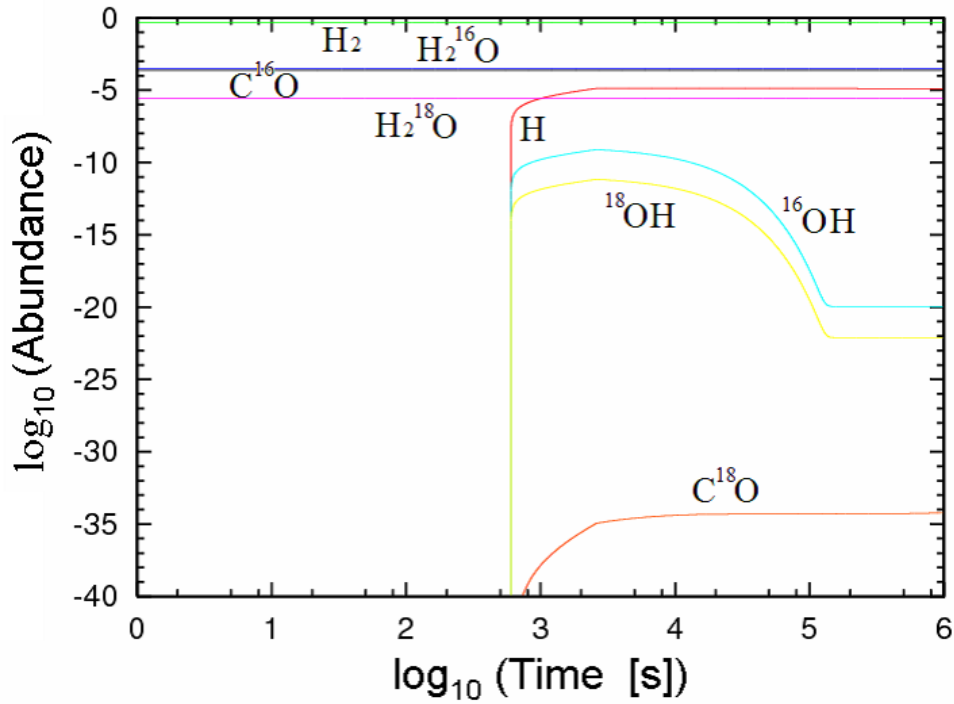


図 5.2 図 5.1 と同じ図。ただし $T = 2000\text{ K}$ 、 $t = 2000\text{ s}$ 。

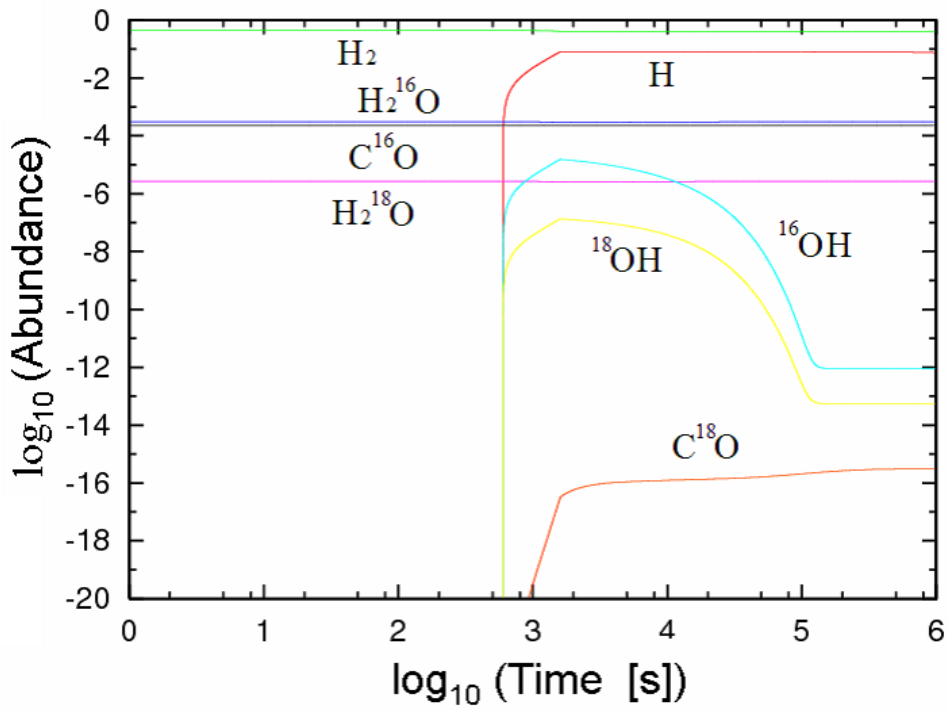


図 5.3 図 5.1 と同じ図。ただし $T = 3000$ K、 $t = 1000$ s。

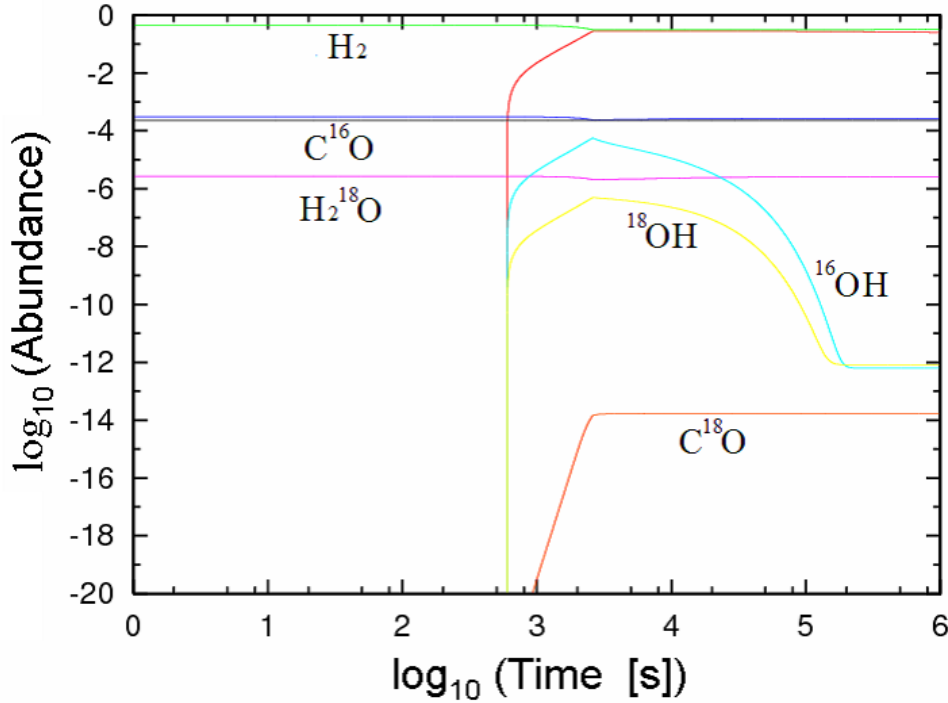


図 5.4 図 5.1 と同じ図。ただし $T = 3000$ K、 $t = 2000$ s。

6 まとめ

本論文では、以下の二つのシミュレーションを行った。

- 微惑星によるバウショックに着目し、微惑星によるバウショックが原始太陽系星雲の内惑星領域全体に行き渡るタイムスケールが惑星形成のタイムスケールに比べ十分小さいことを導いた。
- 短時間の加熱が原始太陽系星雲の化学組成、特に不均質な酸素同位体にどのような影響を与えるのかをシミュレーションするプログラムを作成し、様々な密度や温度、加熱時間のもとシミュレーションをした。シミュレーションの結果、ガスの化学組成はコンドリュールが形成されるような短時間の加熱を受けても不均質な状態が保たれることを示した。

以上から、原始太陽系星雲の内惑星領域では数多くの衝撃波が存在していたが、ガスの化学組成は不均質な状態を保っていたといえる。

付録 A 衝撃波の理論

水や空気などの圧縮性流体の微小振動は音波として伝播するが、振動の振幅が有限の大ききさとなると衝撃波として伝播する。ここではその過程を理論的に考察する。

A.1 音波

粘性を無視した完全流体を用いて、音波 (sound wave) の性質について考察を行う。流体の速度を \mathbf{u} 、密度を ρ 、圧力を p としたとき、完全流体の運動は運動方程式

$$\frac{D\mathbf{u}}{Dt} = -\frac{1}{\rho}\text{grad}p \quad (\text{A.1})$$

および連続の式

$$\frac{\partial\rho}{\partial t} + \text{div}(\rho\mathbf{u}) = 0 \quad (\text{A.2})$$

によって支配される。ただし外力はないものとした。上で式が二つであるのに対して、未知数は \mathbf{u}, p, ρ と三つあり、運動を決めることはできない。そこで密度 ρ と圧力 p との間に順圧関係式、

$$\rho = f(p) \quad (\text{A.3})$$

を仮定すると、以上の三つの方程式により運動は完全に決定される。

流体は最初、密度 ρ_0 、圧力 p_0 、速度 0 で一様な静止状態にあったとする。その状態に微小な変動を加え、密度 $\rho_0 + \rho$ 、圧力 $p_0 + p$ 、速度 \mathbf{u} として (A.1), (A.2) 式に代入すると

$$\begin{aligned} \frac{\partial\rho}{\partial t} + \rho_0\text{div}\mathbf{u} &= 0 \\ \frac{\partial\mathbf{u}}{\partial t} &= -\frac{1}{\rho_0}\text{grad}p \end{aligned}$$

ただしここで、加えた変動成分がとても小さいとして、その二次以上の項を削除した。さらに順圧関係式 (2.3) を考慮に入れると

$$\frac{\partial\rho}{\partial t} + \rho_0\text{div}\mathbf{u} = 0 \quad (\text{A.4})$$

$$\frac{\partial\mathbf{u}}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_0} \left(\frac{dp}{d\rho} \right)_0 \text{grad}\rho \quad (\text{A.5})$$

となる。

(A.4),(A.5) から速度 u を消去すると、 ρ に関する微分方程式、

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - a_0^2 \Delta \rho = 0 \quad (\text{A.6})$$

ただし、

$$a_0 = \sqrt{\left(\frac{dp}{d\rho}\right)_0} \quad (\text{A.7})$$

が得られる。(A.6) は密度 ρ に関する波動方程式であり、(A.7) は波の伝播速度を表す。この密度の波のことを音速 (sound wave) といい、伝播速度を音速 (sound velocity) という。(A.5) より、密度変化 ($\text{grad } \rho$) の方向は速度 u の方向に等しいので、音波は縦波であることがわかる。

いま、流体が理想気体であるとすれば、それは、圧力 p 、密度 ρ 、および単位質量あたりのエントロピー S で表した状態方程式、

$$p = \rho^\gamma \exp\left[\frac{S - S_0}{c_v}\right] \quad (\text{A.8})$$

に従う。ここで、 S_0 は静止状態における S の値、 $\gamma = c_p/c_v$ は比熱比、 c_p は定圧比熱、 c_v は定積比熱を表す。

断熱的な運動を考えるとエントロピーは一定となるため、(A.8) は、

$$p = C \rho^\gamma \quad (C : \text{定数}) \quad (\text{A.9})$$

となる。この式が成り立つとき、音速 (A.7) は

$$a_0 = \sqrt{\frac{\gamma p_0}{\rho_0}} = \sqrt{\gamma R T_0} \quad (\text{A.10})$$

のように表される。ただし、 R は気体定数を、 T_0 は静止状態における温度を表している。

波の変化が x 方向のみであると考え、(A.4),(A.5) は、

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho_0 \frac{\partial u}{\partial x} = 0 \quad (\text{A.11})$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{a_0^2}{\rho_0} \frac{\partial \rho}{\partial x} = 0 \quad (\text{A.12})$$

この二つの式から u を消去すると波動方程式、

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - a_0^2 \frac{\partial^2 \rho}{\partial x^2} = 0 \quad (\text{A.13})$$

が得られる。この一般解は

$$\rho(x, t) = f(x - at) + g(x + at) \tag{A.14}$$

で表される。ただし、 f, g は任意の関数である。解 (A.20) のうち、 f の項は x 軸の正の方向に一定の位相速度 a_0 で進行する波を表し、 g の項は負の方向に一定の位相速度 a_0 で進行する波を表している。このため波は非分散的となる。

A.2 有限振幅波

振動が有限の大きさを持つとき、伝播がどのようになるのか、位置次元の場合について考える。運動方程式 (A.1) と連続方程式 (A.2) の一次元形に順圧関係式 (A.3) を適用するとそれぞれ、

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial x} + \rho \frac{\partial u}{\partial x} = 0 \tag{A.15}$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{a^2}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial x} = 0 \tag{A.16}$$

となる。ただし、

$$a = \sqrt{\left(\frac{dp}{d\rho}\right)_s} \tag{A.17}$$

これは局所的な圧力 p と密度 ρ に対する音速を表しており、理想気体に対しては、

$$a = \sqrt{\frac{\gamma p}{\rho}} = \sqrt{\gamma RT} \tag{A.18}$$

となる。

以上の有限振幅波に対する連続方程式 (A.2) および運動方程式 (A.1) をそれぞれ音波の場合に対応する式と比較すると、音波の場合の演算子 $\partial/\partial t$ が有限振幅波では $\partial/\partial t + u \text{ partial } \partial t$ となっていることが分かる。このことは、音波の場合の要素波 () の位相速度 $\pm a_0$ が有限振幅波では $u \pm a_0$ となることを示唆している。この様になっているとすると、例えば正の要素波では、各部分の進行速度 $u + a$ は u の大きいところだと大きく、小さいところでは小さくなる。したがって、波形 $u(x, t)$ は正勾配 $\partial u/\partial x > 0$ の膨張領域では時間がたつにつれ緩やかになり、逆に、負勾配 $\partial u/\partial x < 0$ の圧縮領域では急激になる。この結果ある時刻において負勾配が無限大となり、それ以後は u は 3 価となって物理的意味を持たなくなる。

この様に有限振幅波の方程式において、流体の粘性と熱伝導性を無視すると、物理的矛盾が生じる。そのため圧縮性流体における有限振幅波の理論には流体の粘性と熱伝導性を

考慮した取り扱いが必要である。その結果粘性が極めて小さい、あるいはレイノルズ数が極めて大きい極限では、有限振幅波の波形は一般に不規則な間隔で並んだ負の不連続面と、それらの間にある正勾配の膨張派の列となることが理解される。このときの不連続面のことを衝撃波 (shock wave) とよぶ。

A.3 衝撃波

静止した一様な流体中を一定速度で進む平面衝撃波について考える。

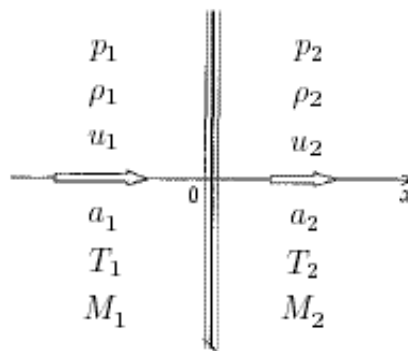


図 A-1 垂直衝撃波

ここで座標系の原点は衝撃波の上におく。流体は $x < 0$ で一様に進み、 $x = 0$ 付近にある衝撃波を通り抜け、 $x > 0$ で再び一定速度で正方向に進む。(図 A-1) また、流れは定常であるとする。

連続の式の一次元形 (A.2) より、

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial x} + \rho \frac{\partial u}{\partial x} = 0$$

流れは定常であると考えているので、

$$\begin{aligned} u \frac{\partial \rho}{\partial x} + \rho \frac{\partial u}{\partial x} &= \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} = 0 \\ \rho u &= \text{const} = Q \end{aligned} \tag{A.19}$$

と求まる。 Q は波面の単位面積を単位時間あたりに通過する流体の質量を表す。衝撃波がぶつかる前の状態に添え字の 1 を、衝撃波が通り過ぎた状態に添え字の 2 をつけると、(A.19) より、

$$\rho_1 u_1 = \rho_2 u_2 \tag{A.20}$$

を得る。

運動方程式としては、粘性を考慮したナビエ-ストークスの方程式^{*1}の一次元形より、

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x} \left[\left(\frac{4}{3} \eta + \chi \right) \frac{\partial u}{\partial x} \right]$$

流れが定常であるので、

$$\begin{aligned} u \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} &= \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x} \left[\left(\frac{4}{3} \eta + \chi \right) \frac{\partial u}{\partial x} \right] \\ \rightarrow \frac{\partial}{\partial x} \left[u + \frac{p}{\rho u} - \frac{1}{\rho u} \left(\frac{4}{3} \eta + \chi \right) \frac{\partial u}{\partial x} \right] &= 0. \end{aligned}$$

(A.19) よりこれはただちに積分できて、

$$\rho u^2 + p - \left(\frac{4}{3} \eta + \chi \right) \frac{\partial u}{\partial x} = \text{const}$$

さらに $\partial u / \partial x = 0$ を考慮に入れ、(A.19) のように添え字をつけて表すと、

$$\begin{aligned} \rho u^2 + p &= \text{const} \\ \rho_1 u_1^2 + p_1 &= \rho_2 u_2^2 + p_2 \end{aligned} \quad (\text{A.21})$$

粘性を考慮する場合、変化は可逆的でないため、流れは等エントロピー的ではなくなる。そのため断熱関係式 (7.96) を用いることができない。したがって連続の式と運動方程式を補う第三の方程式として、エネルギー方程式を使用する。流体は単位体積あたりの運動エネルギー $\frac{1}{2} \rho |\mathbf{u}|^2$ のほかに、単位体積あたりの内部エネルギー ρU を持つから、流体のエネルギーは、単位体積あたり、 $\rho \left(\frac{1}{2} |\mathbf{u}|^2 + U \right)$ で与えられる。

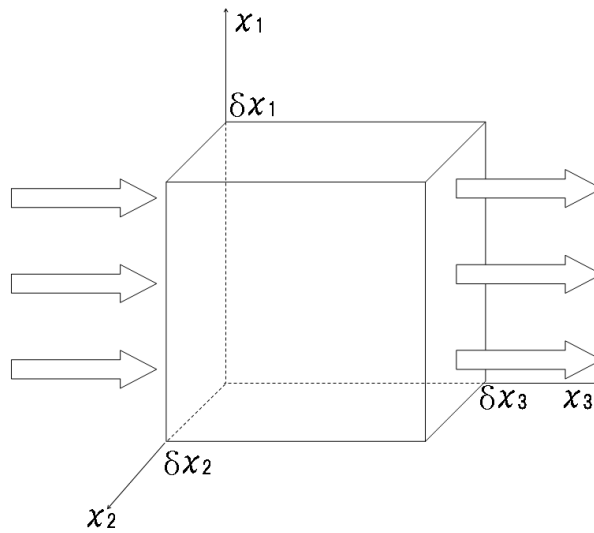
空間に固定された立方体で囲まれた流体に対してエネルギー保存則を考えると、全エネルギーの単位時間内の増加は、同じ時間内における全エネルギーの流入量、熱量の流入量、立方体の面において応力のなす仕事、および立方体内部の流体に対して外力のなす仕事の和に等しい。このことを考慮に入れ、エネルギー方程式を導く。

まず、図のような立方体でのエネルギーの増加量について考える。

^{*1} ナビエ-ストークスの方程式

$$\frac{D\mathbf{u}}{Dt} = -\frac{1}{\rho} g \text{grad} p + \frac{1}{\rho} \left(\chi + \frac{1}{3} \eta \right) \text{grad div} \mathbf{u} + \frac{\eta}{\rho} \Delta \mathbf{u} + \mathbf{K}$$

ここで χ は体積粘性率を、 η は粘性率を表している。



x_1 軸に垂直な面を通してのエネルギーの増加量は、

$$\begin{aligned} & \rho \left(\frac{1}{2} |\mathbf{u}|^2 + U \right) u_1(0) \delta x_2 \delta x_3 - \rho \left(\frac{1}{2} |\mathbf{u}|^2 + U \right) u_1(\delta x_1) \delta x_2 \delta x_3 \\ &= \rho \left(\frac{1}{2} |\mathbf{u}|^2 + U \right) u_1(0) \delta x_2 \delta x_3 - \rho \left(\frac{1}{2} |\mathbf{u}|^2 + U \right) u_1(0) \delta x_2 \delta x_3 - \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \rho \left(\frac{1}{2} |\mathbf{u}|^2 + U \right) u_1(0) \right\} \delta x_1 \delta x_2 \delta x_3 \\ &= \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \rho \left(\frac{1}{2} |\mathbf{u}|^2 + U \right) u_1 \right\} \delta x_1 \delta x_2 \delta x_3 \end{aligned}$$

となる。

x_2, x_3 に垂直な面に関しても同様に求めることができるので、

$$\text{移流によるエネルギーの増加量} = \sum_i \frac{\partial}{\partial x_i} \left[-\rho \left(\frac{1}{2} |\mathbf{u}|^2 + U \right) u_i \right] \delta x_1 \delta x_2 \delta x_3 \quad (1)$$

となる。

また、 $\theta = (\theta_1, \theta_2, \theta_3)$ を熱流量ベクトルとして定義する^{*2}と熱量の増加は (1) と同様にできて、

$$\text{移流による熱量の増加量} = \sum_i \frac{\partial}{\partial x_i} (\theta_i) \delta x_1 \delta x_2 \delta x_3 \quad (2)$$

と求まる。

次に応力のなす仕事について考える。下の図のように、考えている領域から外に向かう方向を応力の正にとり、力の正の方向として x_1 軸の正の方向をとる。 x_1 軸に平行な応力

^{*2} θ に垂直な単位面積を単位時間内に熱量 $|\theta|$ が通過することを表す。

を考えると、

$$\{P_{11}(\delta x_1) - P_{11}(0)\} \delta x_2 \delta x_3 + \{P_{21}(\delta x_2) - P_{21}(0)\} \delta x_1 \delta x_3 + \{P_{31}(\delta x_3) - P_{31}(0)\} \delta x_1 \delta x_2$$

と表される。これに単位時間あたりに進む距離をかけて応力による仕事を求めると、

$$[\{P_{11}(\delta x_1) - P_{11}(0)\} \delta x_2 \delta x_3 + \{P_{21}(\delta x_2) - P_{21}(0)\} \delta x_1 \delta x_3 + \{P_{31}(\delta x_3) - P_{31}(0)\} \delta x_1 \delta x_2] u_1$$

となる。テーラー展開して二次以上の項を削除すると、

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial x_1} \{P_{11}(0)u_1\} \delta x_1 \delta x_2 \delta x_3 + \frac{\partial}{\partial x_2} \{P_{21}(0)u_2\} \delta x_1 \delta x_2 \delta x_3 + \frac{\partial}{\partial x_3} \{P_{31}(0)u_3\} \delta x_1 \delta x_2 \delta x_3 \\ & \rightarrow \sum_i \frac{\partial}{\partial x_i} (P_{i1}u_1) \delta x_1 \delta x_2 \delta x_3 \end{aligned}$$

x_2, x_3 に平行な方向に関しても同様に求められるので、

$$\text{全応力による仕事} = \sum_i \frac{\partial}{\partial x_i} (P_{ij}u_j) \delta x_1 \delta x_2 \delta x_3 \tag{3}$$

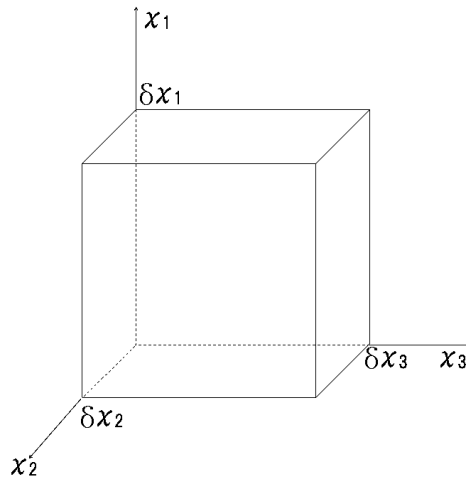
で与えられる。

次に体積力による仕事について考える。体積力^{*3} を用いて仕事を求めると、

$$\rho \mathbf{K} \cdot \mathbf{u} \delta x_1 \delta x_2 \delta x_3 = \sum_i \rho K_i u_i \delta x_1 \delta x_2 \delta x_3 \tag{4}$$

となる。

最後に全エネルギーの増加量について求める。



*3 体積要素 dV に働く力

$$\mathbf{K} \rho dV$$

単位体積あたりのエネルギーは $\rho \left(\frac{1}{2} |\mathbf{u}|^2 + U \right)$ で与えられているので、図のような立方体のエネルギーは

$$\rho \left(\frac{1}{2} |\mathbf{u}|^2 + U \right) \delta x_1 \delta x_2 \delta x_3.$$

この時間変化を考えると

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho \left(\frac{1}{2} |\mathbf{u}|^2 + U \right) \delta x_1 \delta x_2 \delta x_3 \quad (5)$$

全エネルギーの単位時間内の増加は、同じ時間内における全エネルギーの流入量、熱量の流入量、立方体の面において応力のなす仕事、および立方体内部の流体に対して外力のなす仕事の和に等しい。このことを思い出すと、

$$(5) = (1) + (2) + (3) + (4)$$

となっていることがわかる。これよりエネルギー方程式を導くと、

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[\rho \left(\frac{1}{2} |\mathbf{u}|^2 + U \right) \right] = \sum_i \frac{\partial}{\partial x_i} \left[P_{ij} u_j - \rho \left(\frac{1}{2} |\mathbf{u}|^2 + U \right) u_i - \theta_i \right] + \sum_i \rho K_i u_i \quad (A.22)$$

を得る。(A.22)において、定常で外力がない状態を考えると、

$$\begin{aligned} \sum_i \frac{\partial}{\partial x_i} \left[P_{ij} u_j - \rho \left(\frac{1}{2} |\mathbf{u}|^2 + U \right) u_i - \theta_i \right] &= 0 \\ \longrightarrow P_{ij} u_j - \rho \left(\frac{1}{2} |\mathbf{u}|^2 + U \right) u_i - \theta_i &= \text{const} \end{aligned}$$

と書ける。ここで熱伝導法則^{*4}、

$$\theta = -\kappa \text{grad} T \quad (\kappa : \text{温度伝導率}) \quad (A.23)$$

と応力テンソル^{*5}を (A.23) に代入し、さらに流れが一次元であることを考慮に入れれば、

$$\left[-p + \left(\frac{4}{3} \eta + \chi \right) \frac{\partial u}{\partial x} \right] u - \rho \left(\frac{1}{2} u^2 + U \right) u + \kappa \frac{\partial T}{\partial x} = \text{const}$$

^{*4} 熱流ベクトルが温度勾配に比例することを表している。

^{*5} 応力テンソル

$$P_{ij} = (-p + \chi \text{div} \mathbf{u}) \delta_{ij} + 2\eta \left(\dot{E}_{ij} - \frac{1}{3} \text{div} \mathbf{u} \delta_{ij} \right)$$

ここで \dot{E}_{ij} はひずみ速度テンソルを表し、

$$\dot{E}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)$$

で与えられる。

と書ける。ここで衝撃波の前後が一様 ($\partial/\partial x = 0$) であることを考慮に入れると、

$$pu + \left(\frac{1}{2}u^2 + U\right)\rho u = \text{const}$$

さらに (A.19) を考慮に入れ、衝撃波の前後を結ぶ関係式を求めると、

$$p_1u_1 + \left(\frac{1}{2}u_1^2 + U_1\right)Q = p_2u_2 + \left(\frac{1}{2}u_2^2 + U_2\right)Q \quad (\text{A.24})$$

となる。^{*6}ここで、流体が比熱一定の理想気体であるとする、

$$U = \int c_v dT = c_v T = \frac{1}{\gamma - 1} \frac{p}{\rho} \quad (\text{A.25})$$

これを (7.112) に代入して、

$$\frac{p_1u_1}{Q} + \frac{1}{2}u_1^2 + \frac{1}{\gamma - 1} \frac{p_1}{\rho_1} = \frac{p_2u_2}{Q} + \frac{1}{2}u_2^2 + \frac{1}{\gamma - 1} \frac{p_2}{\rho_2}.$$

さらに、(A.20) より、

$$\frac{1}{2}u_1^2 + \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{p_1}{\rho_1} = \frac{1}{2}u_2^2 + \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{p_2}{\rho_2} \quad (\text{A.26})$$

となる。以上で衝撃波の前後の関係式、質量保存 (A.20)、運動方程式 (A.22)、エネルギー保存 (A.26) を求めた。いま、流れの一点における流速の大きさ u と (7.105) で表される音速 a ^{*7} との比によってマッハ数、

$$M = \frac{u}{a} = \frac{u}{\sqrt{\gamma p/\rho}} = \frac{u}{\sqrt{\gamma RT}} \quad (\text{A.27})$$

を定義する。これにより衝撃波の上流のマッハ数は

$$M_1 = \frac{u_1}{a_1} = \frac{u_1}{\sqrt{\gamma p_1/\rho_1}} = \frac{u_1}{\sqrt{\gamma RT_1}} \quad (\text{A.28})$$

と書ける。(A.20) と (A.22) から u_2 を消去すると

$$\rho_1 \left(1 - \frac{\rho_1}{\rho_2}\right) u_1^2 = p_2 - p_1$$

^{*6} この式とこれ以降の式の添え字 1、2 はそれぞれ衝撃波が通過する前、後の状態を表す。

^{*7} 音速の式

$$a = \sqrt{\frac{\gamma p}{\rho}} = \sqrt{\gamma RT} \quad (\text{A.18})$$

これに衝撃波上流のマッハ数 (A.29) を代入して整理すると、

$$\left(1 - \frac{\rho_1}{\rho_2}\right) M_1^2 = \frac{1}{\gamma} \left(\frac{p_2}{p_1} - 1\right) \quad (\text{A.29})$$

となる次に (A.20) と (A.26) から u_2 を消去すれば、

$$\frac{1}{2} \left[1 - \left(\frac{\rho_1}{\rho_2}\right)^2\right] u_1^2 = \frac{\gamma}{\gamma - 1} \left(\frac{p_2}{\rho_2} - \frac{p_1}{\rho_1}\right)$$

となり、これに衝撃波上流のマッハ数 (A.29) を代入して整理すると、

$$\left[1 - \left(\frac{\rho_1}{\rho_2}\right)^2\right] M_1^2 = \frac{2}{\gamma - 1} \left(\frac{p_2 \rho_1}{p_1 \rho_2} - 1\right) \quad (\text{A.30})$$

と書ける。

(A.29) と (A.30) との間で p_2/p_1 を消去すると ρ と u に対する関係式

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{u_1}{u_2} = \frac{(\gamma + 1)M_1^2}{2 + (\gamma - 1)M_1^2} \quad (\text{A.31})$$

が得られ、同様に ρ_1/ρ_2 を消去すれば、 p に対する関係式、

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{2\gamma M_1^2 - (\gamma - 1)}{\gamma + 1} \quad (\text{A.32})$$

が得られる。さらに、(A.25) に (A.32)、(A.33) を代入すれば T と a に対する関係式、

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{a_2^2}{a_1^2} = \frac{\{2\gamma M_1^2 - (\gamma - 1)\}\{2 + (\gamma - 1)M_1^2\}}{(\gamma + 1)^2 M_1^2} \quad (\text{A.33})$$

が得られる。(A.32) ~ (A.34) により、衝撃波の内部構造に立ち入ることなく、前後の状態を知ることができる。これをランキン - ユゴニオ関係式 (Rankine-Hugoniot relation) という。

ここで衝撃波を通過する際のエントロピー S の変化について考える。衝撃波の前後での S の差は、(A.8) から、

$$S_1 - S_2 = c_v \left\{ \log \left(\frac{p_2}{p_1}\right) - \gamma \log \left(\frac{\rho_2}{\rho_1}\right) \right\}$$

で表される。この式に (A.32)、(A.33) を代入し M_1^2 で微分すれば、

$$\frac{d(S_2 - S_1)}{dM_1^2} = \frac{2c_p(\gamma - 1)(M_1^2 - 1)^2}{M_1^2 \{2\gamma M_1^2 - (\gamma - 1)\} \{2 + (\gamma - 1)M_1^2\}} \quad (\text{A.34})$$

となる。これは正であり、 $M_1 = 1$ のとき $S_2 - S_1 = 0$ であるから、 $M_1 > 1$ のとき $S_2 - S_1 > 0$ 、 $M_1 < 1$ のとき $S_2 - S_1 < 0$ となる。エントロピーは減少することはないので、 $S_2 - S_1 > 0$ が要求され、

$$M_1 > 1 \tag{A.35}$$

すなわち、衝撃波の上流では超音速 ($u_1 > a_1$) でなければならない。
したがって、(A.32)~(A.34) から、

$$\frac{u_1}{u_2}, \frac{\rho_2}{\rho_1}, \frac{p_2}{p_1}, \frac{T_2}{T_1}, \frac{a_2}{a_1} > 1 \tag{A.36}$$

すなわち、衝撃波は圧縮波でなければならないことがわかる。
また、(A.34) から、衝撃波を通じてのエントロピーの変化は、

$$\delta S = S_2 - S_1 = O((M_1 - 1)^3) \tag{A.37}$$

となっているので、 $M_1 = 1$ 程度の弱い衝撃波においては、等エントロピーの断熱関係式が近似的に成り立つことを示している。

ランキン - ユゴニオ関係式による前後の諸量の比を M_1^2 をパラメーターとして図示する。
(図 7-19)

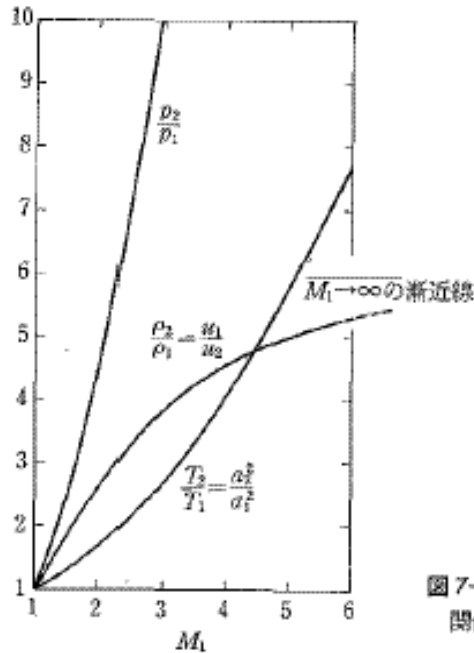


図 7-19 ランキン-ユゴニオ関係式 ($\gamma=1.4$)

強い衝撃波の極限として $M_1^2 \rightarrow \infty$ の場合を考えれば、(A.32) ~ (A.34) により、

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{u_1}{u_2} \rightarrow \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \quad (\text{A.38})$$

$$\frac{p_2}{p_1}, \frac{T_2}{T_1} = \frac{a_2^2}{a_1^2} \rightarrow \infty \quad (\text{A.39})$$

となることが分かる。

付録 B Iida *et al.* 2001 全訳

要旨

粒子が衝撃波により加熱されることを起源としたコンドリュールの形成について、様々な条件の下に衝撃を与え、考察を行う。一次元の流体力学をもとにして、衝撃波が過ぎ去った後の定常状態の流について数値シミュレーションを行う。シミュレーションを行うにあたり、領域の性質を決めるような多くの物理学的、化学的な過程、特に様々な種類のガスの平衡でない化学反応を重要視する。ここでは主に、コンドリュールの形成に関係のある、粒子の最高温度と正味の冷却率に着目する。

我々は、衝撃の速度 v_s 、衝撃波前の数密度 n_0 のもとで、コンドリュール形成の条件がどのようにになっているか導く。初期状態で粒子の大きさを 0.1 mm とするとコンドリュールが形成できる条件は、 $n_0 > 10^{14.5} \text{ cm}^{-3}$ では衝撃波の速度は $6 \text{ km s}^{-1} \leq v_s \leq 7 \text{ km s}^{-1}$ に制限され、一方 $n_0 < 10^{14.5} \text{ cm}^{-3}$ では $6 \times (n_0/10^{14.5} \text{ cm}^{-3})^{-1/5} \text{ km s}^{-1} \leq v_s \leq 7 \times (n_0/10^{14.5} \text{ cm}^{-3})^{-1/5} \text{ km s}^{-1}$ となる。この状態は粒子のサイズに少し依存関係がある。最小質量原始太陽系星雲モデルのもとで、小惑星と木星の周りのケプラー速度と赤道面の密度は、コンドリュールの生成に適していることを発見した。またショックが過ぎ去った後の領域でのガスの圧力は、標準的な星雲の圧力より極めて大きいことも発見した。さらに、0.1 ~ 1 mm サイズの粒子の正味の冷却率は $10^2 \sim 10^5 \text{ Kh}^{-1}$ となることも分かった。この値は実験ともそんなにずれていないが、メルトが起こる領域は光学的に薄いことが判明した。ゆっくりとした冷却は主に、冷却段階の粒子による摩擦熱で維持される。これらの結果は、衝撃波加熱モデルは、コンドリュール形成の強い候補とみなせることを示唆する。

1. 導入

コンドリュールとは 0.1 ~ 1 mm 程度の大きさの球状の火成岩であり、コンドライト隕石中に含まれている。コンドリュールの形成は百年以上もの間、惑星科学にとって重要な課題のひとつであり続けている。その先駆物質が熱でとけ、短い時間で固まりコンドリュールを形成したと考えられている (e.g., Jones *et al.* 2000)。コンドリュールの形成については、次のようなさまざまなメカニズムが提案されてきた。惑星と隕石サイズの物体の衝突 (e.g., Urey 1967)、流星のアブレーション (Podolak *et al.* 1993)、星雲の内惑星領域

の熱(Cameron and Fegley 1982,Morfill 1983,Boss 1988)双極流(Liffman 1992,Liffman and Brown 1995,Sue *et al.* 1996)、星雲の稲妻(Morfill *et al.* 1993,Eisenhour *et al.* 1994,Eisenhour and Buseck 1995, Horanyi *et al.* 1995,Love *et al.* 1995)、磁気フレア(Levy and Araki 1989,Morfill *et al.* 1993,Cameron 1995)、星雲表面での衝突による付着(Wood 1984,Ruzmaikina and Ip 1994)、雲の塊の集積による衝撃(Boss and Grahman 1993,Wood and Kring1996,Tanaka *et al.* 1998)、星雲のほこりっぽい区域内での衝撃波(Hood and Horanyi 1991,1993)、微惑星による弧状衝撃波(Hood 1998,Weidenschilling *et al.* 1998)などがある。Boss(1996)ではこれらのモデルに簡潔な説明を与えていて、それには良い点悪い点の両方とも記述されている。

コンドリュールの形成を考える上で、衝撃波モデルというのは有力なモデルである(Boss 1996,Jones *et al.* 2000)。このモデルでは、コンドリュールの観測で得られた、岩石学的、地球化学的な性質の多くを説明できるかもしれない(Connolly and Love 1998)。これまでの研究によると、コンドリュールの先駆物質は主に衝撃波が去った後の空気抵抗加熱により暖められた(Wood 1984,Hood and Horanyi 1991,1993,Rzumaikina and Ip 1994, Connolly and Love 1998)。それゆえ、衝撃波が去った後の領域において、ガスによる抵抗は、コンドリュールの形成を理解するうえで重要なプロセスのひとつである。

しかしながら、衝撃波が過ぎ去った後の構造の詳細、特にガス種類の化学組成の変化は、一般に無視されてきた。しかし、化学組成の変化はガスの密度や、温度を大きく変えることができる(Neufeld and Hollenbach 1994)。微粒子は主に衝撃波が過ぎ去った後の空気抵抗加熱により暖められている。そのため、粒子に対する摩擦加熱の割合を求めるには、衝撃波が過ぎ去った後のガス密度を正確に決めなければならない。また、衝撃波が過ぎ去った後の領域について、流れが定常と仮定すると圧力は一定とみなせるので、ガス密度はガスの温度に依存する(e.g., Susa *et al.* 1998)。それゆえ、微粒子に対する摩擦加熱の割合を計算するために、ガスの温度を正確に決めねばならない。

この論文の目的は、コンドリュールが衝撃波のもとで形成されるというシナリオを明確にすることである。我々はガスでの化学組成の変化をかなり重要視する。なぜならば、化学組成の変化は温度を変えることができ、最終的には衝撃波が去った後のガスの密度をかえることになる。ガスの種類の間での平衡でない化学反応を予測し、原子や分子の放射によるガスの放射冷却率を求める。衝撃波が去った後の塵の動きを追跡し、それらの温度を求める。さまざまな状態の衝撃でシュミレーションを実行する；衝撃波が起こる前での密度を変えたり、衝撃波の速度を変えたり、粒子の半径を変えてみる。また同時に粒子が溶けるかどうか、どのぐらいの速さで冷えるか、なども検討を行う。

衝撃波は与えられているとし、衝撃の源は特定しない。この論文は、ひとたび衝撃波が

励起された状態に着目する。この論文で得られた結果には、どんな衝撃も適用できる。言い換えると、この論文での解析は、衝撃が起こるメカニズムでの特有な性質には依存しない。

この論文では、原始惑星円盤において、粒子とガスの質量比がはじめは 0.01 であると仮定する。この比は 0.01 より大きいかもしれないが、星間物質の標準的な値であるので、衝撃波過熱によるコンドリュール生成モデルをはじめたとき 0.01 とした。将来的には、より大きな値のものも加えなければならない。粒子とガスの比が十分小さいと仮定しているので、衝撃のある領域は光学的に薄く、周りの粒子からの放射による放射加熱は無視できる。また、粒子全部の質量はガス全部の質量に比べてとても小さいとしているので、ガスの流れの中での粒子による力学的影響は無視できる。しかしながら、微粒子と気体粒子間の熱的・化学的相互作用は、単位体積あたりの微粒子表面積の和に依存するので、適切に考慮に入れなければならない。

この論文は以下のような構成になっている。セクション 2：衝撃波内でのコンドリュールでの形成モデルと、基礎方程式の記述。セクション 3、4：数値計算の結果と考察の紹介。セクション 5：結論。付録 A、B：この論文で用いた化学反応と加熱/冷却率

2. モデルと基礎方程式

2.1 衝撃波モデルの概略

まず第一に衝撃の特性を明確にすることは役に立つであろう。もし冷却のタイムスケールが、衝突やプラズマ不安定性が運動エネルギーを熱エネルギー変えるタイムスケールより長かった場合、衝撃の一時的な層は断熱的な薄い層とみなせ、その前後では質量、運動量、エネルギーは保存則に従いながら急激に変化する。このような衝撃は Draine(1989) によって jump-type もしくは J-type と指定される。我々は衝撃による層は、薄い断熱的な層であるとし、ショックフロントと呼ぶことを提案する。全体の流れはショックフロントにより二つの領域に分けられる：前ショック領域 (preshock region) と後ショック領域 (postshock region) である。後ショック領域では、加熱と冷却が起こるので断熱的な状態ではなくなる。後ショック領域でのガスと微粒子の性質はこの論文で研究された。

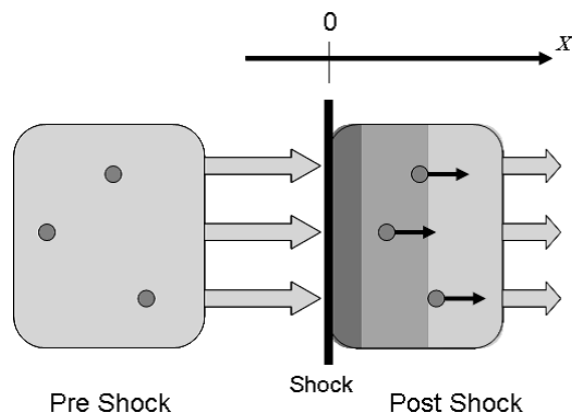


図1 粒子が衝撃波により加熱される現象。粒子は後ショック領域へ移動する。そこで、ショックフロントのすぐ後ろにある薄い層から出る紫外線の放射と、ガスによる摩擦によって暖められる。

図1は我々のモデルの全体像を示している。ここで、流れは定常で一次元の平行な平面であると仮定する。さらに、ショックフロントに対して垂直な空間座標を用いる。その原点はショックフロント上に置く。ガスと粒子は前ショック領域からショックフロントに入る。後ショック領域では分離やイオン化または化学反応が起こるかもしれない。後ショック領域でのガスの温度と密度は、主に原子と分子の冷却の過程により決定される。ショック領域に入った後では、微粒子はガスの流れに対して相対速度を持つ。相対速度によりガスの抵抗による加熱が発生して粒子の温度が増加する。粒子のいくつかは融点と同じくらいの高さまで熱せられるかもしれない。そこで我々は、溶けた粒子がコンドリュールになったと仮定する。というのも、粒子が溶けていることはコンドリュールの形成に必要なからである。さまざまな状態の衝撃を与え、後ショック領域において、微粒子がどのような過程のもとに加熱されるのかを調べる。ここでは、衝撃の速度 v_s は $1 \text{ km s}^{-1} \leq v_s \leq 70 \text{ km s}^{-1}$ とし、前ショック領域における数密度 n_0 は $10^8 \text{ cm}^{-3} \leq n_0 \leq 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ とした。

後ショック領域においてガスによる抵抗は粒子を過熱する主なプロセスである。そのため、後ショック領域における密度分布を正確に求めなくてはならない。そのような現実的な値を得るために、我々は後ショック領域での定常状態の流れを数値シミュレーションする。それにより、H, He, C, O, Si (初期の相対存在量はセクション 2.3 で与えられている) によって構成されるガスの、非平衡状態の化学反応、分離、イオン化を算出する。; 35 のガス種間での 176 の化学反応も考慮に入れる。(付録 A) また、粒子の運動方程式とエネルギー方程式解くことにより、粒子の温度の見積もりを行う。

2.2 基礎方程式

流れが定常で断熱的であるとき、ショックフロント直後の物理学的性質は、ショックフロント直前と次のような関係にある (e.g., Landau and Lifshitz 1987)。

$$\rho_2 v_2 = \rho_1 v_s \quad (1)$$

$$\rho_2 v_2^2 + p_2 = \rho_1 v_s^2 + p_1 \quad (2)$$

$$v_2 \left(\frac{\rho_2 v_2^2}{2} + \frac{\gamma_2}{\gamma_2 - 1} p_2 \right) = v_s \left(\frac{\rho_1 v_s^2}{2} + \frac{\gamma_1}{\gamma_1 - 1} p_1 \right) \quad (3)$$

ここで v_s は衝撃の速度、 ρ_1 (ρ_2) と p_1 (p_2) はそれぞれ、ショックフロント前(後)のガスの密度と圧力、 v_2 はショックフロントすぐ後ろの流速を表している。後で見るように(図 2c, 3c, 4c, そして 5c)、ショックフロントのすぐ近くでは、放射冷却率は H_2 の分離冷却率に比べとても小さい。そして、分離率は気体粒子同士の衝突率より小さくなければならない。それゆえ、ショックフロント直後のガスは、断熱的な圧縮加熱により暖められた、と考えることができる。ショックフロント前(後)でのガスの比熱を γ_1 (γ_2) とおいた。ショックフロントを通過してもガスの相対存在度が変化しないと仮定する；これより、 $\gamma_1 = \gamma_2 \equiv \gamma$ とする。ここでは $\gamma = 7/5$ を採用する。強い衝撃の極限 ($\rho_1 v_s^2 \gg p_1$) では、 p_2 の値は $(\gamma + 1)/(\gamma - 1)\rho_1 = 6\rho_1$ に近づき、ショックフロント後の温度 T_2 は

(5/36) $\bar{m}v_s^2/k$ に近づく。^{*1} ここで \bar{m} は後ショック領域での平均分子量を、 k はボルツマン定数をそれぞれ表している。この制限を与えた温度は、ガスの初期温度に依存しない。そこで、我々の計算ではこの制限された値 T_2 を用いる。

後ショック領域では加熱と冷却の過程により断熱状態が破られる。そこでの定常な流れは次の方程式、

$$\rho v = \rho_2 v_2 \quad (4)$$

$$\rho v^2 + p = \rho_2 v_2^2 + p_2 \quad (5)$$

$$\frac{DE}{Dt} = \Gamma - \Lambda + \frac{\rho + E}{\rho} \frac{D\rho}{Dt} \quad (6)$$

に支配される。^{*2} ここで p 、 ρ 、 v はそれぞれ圧力、密度、流れの速度を表している。

^{*1} (3) 式において $\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma$ とおき、 $\rho_1 v_s^2 \gg p_1$ とすると、

$$\begin{aligned} v_2 \left(\frac{\rho_2 v_2^2}{2} + \frac{\gamma}{\gamma-1} p_2 \right) &= v_s \frac{\rho_1 v_s^2}{2} \rightarrow \frac{1}{2} \rho_2 v_2^2 + \frac{\gamma}{\gamma-1} (\rho_1 v_s^2) - \frac{1}{2} \rho_2 v_s^2 = 0 \\ &\rightarrow \left(\frac{\gamma}{\gamma-1} \rho_1 - \frac{\rho_2}{2} \right) v_s^2 - \left(\frac{\gamma}{\gamma-1} \rho_2 - \frac{\rho_2}{2} \right) v_2^2 = 0 \end{aligned}$$

上の式に (1) 式を代入すると

$$\rightarrow \left(\frac{\gamma}{\gamma-1} \rho_1 - \frac{\rho_2}{2} \right) \frac{\rho_2}{\rho_1} - \left(\frac{\gamma}{\gamma-1} \rho_2 - \frac{\rho_2}{2} \right) \frac{\rho_1}{\rho_2} = 0 \rightarrow \rho_2^2 - \frac{2\gamma}{\gamma-1} \rho_1 \rho_2 + \frac{\gamma+1}{\gamma-1} \rho_1^2 = 0$$

これを ρ_2 に関して解くと

$$\rho_2 = \left(\frac{\gamma+1}{\gamma-1} \right) \rho_1$$

となるが、 $\rho_2 = \rho_1$ は物理的に意味を成さないことを考慮に入れ、 $\gamma = 7/5$ であることを思い出すと、

$$\rho_2 = 6\rho_1$$

と求まる。さらにここで理想気体の状態方程式を適用すると、

$$\begin{aligned} T_2 &= \frac{\bar{m} p_2}{k \rho_2} \quad (\text{ここで } k; \text{ボルツマン定数, } \bar{m}; \text{衝撃波直後のガス分子の重さ}) \\ &= \frac{\bar{m}}{k \rho_2} (\rho_1 v_s^2 - \rho_2 v_2^2) = \frac{\bar{m}}{6k \rho_1} \left(\rho_1 v_s - \frac{\rho_1^2}{\rho_1} v_s^2 \right) = \frac{5}{36} \frac{\bar{m} v_s^2}{k} \end{aligned}$$

を得る。

^{*2} 系全体のエネルギーの時間変化は熱力学第一法則より

$$\begin{aligned} \frac{D}{Dt}(EV) &= \frac{DQ'}{Dt} - p \frac{DV}{Dt} \\ E \frac{DV}{Dt} + V \frac{DE}{Dt} &= \frac{DQ'}{Dt} - p \frac{DV}{Dt} \\ \frac{DE}{Dt} &= \frac{1}{V} \frac{DQ'}{Dt} - \frac{p+E}{V} \frac{DV}{Dt} \end{aligned}$$

と考えることができる。ここで V は系の体積を表し、 $V = 1/\rho$ とする。また、 Γ を単位体積あたりの

また、 E は単位体積あたりの内部エネルギーを、 Γ と Λ はそれぞれ、単位体積あたりの加熱率と冷却率を表している。(6) 式の時間微分はラグランジュ微分を表している。 E は結合エネルギーを含まないので、 Λ を計算するときは、イオン化と解離による正確な運動エネルギーの損失を考慮に入れなければならない。 Γ と Λ の詳細については付録 B に記述する。

(4) ~ (6) 式は、数値計算のためより便利な式に変更できる。理想気体の状態方程式、 $p = \rho kT/\bar{m}$ 、を適用する。ここで T はガスの温度を表している。(4) と (5) 式をまとめると、

$$\frac{kT}{\bar{m}} \left(\frac{\rho}{\rho_2} \right)^2 - Av_2^2 \left(\frac{\rho}{\rho_2} \right) + v_2^2 = 0 \quad (7)$$

となる。ただし $A = 1 + p_2/(\rho_2 v_2^2)$ とした。 $A(\rho/\rho_2) \gg 1$ の値に注目すると、後ショック領域において、 $T \times \rho$ が一定となることが確かめられる。エネルギー方程式、(6) 式は次の関係 $p = nkT = y_t n_H kT$, $E = p/(\gamma - 1)$, $\bar{m} = \Sigma y_i m_i / y_t$ を用いて温度の式として表すこともできる。ここで n はガスの数密度、 n_H は水素原子核の全数密度、 $y_t/(\gamma - 1) = \Sigma y_i / (\gamma_i - 1)$ 、 $y_i = n_i / n_H$ 、 n_i は i 番目の種類の数密度、 m_i は i 番目の原子や分子の質量。(6) 式の最終形態は Shapiro と Kang により次のように与えられる。

$$\frac{dT}{T} = (\gamma - 1) \left[\frac{(\Gamma - \Lambda)dt}{p} + \frac{dy_t}{y_t} + \frac{dn_H}{n_H} + -d \left(\frac{1}{\gamma - 1} \right) \right] + \gamma \frac{d\bar{m}}{\bar{m}} \quad (8)$$

ガス種間での非平衡状態の化学反応を支配する反応速度式は、

$$\frac{dy_i}{dt} = n_H \sum_{j=1}^{35} \sum_{k=1}^{35} k_{jk} y_j y_k + n_H^2 \sum_{l=1}^2 \sum_{m=1}^2 \sum_{n=1}^2 k_{lmn} y_l y_m y_n \quad (9)$$

と書ける。ここで k_{jk} , k_{lmn} は反応速度係数を表している。また、(9) 式の第一式、第二式はそれぞれ 2 種類間、3 種類間での相互作用を表している。ここで我々は 35 のガス種間での 176 の化学反応を考慮に入れた。粒子間の放射による相互作用は含めなかった。(9) 式で考慮に入れた反応と、用いた速度係数は付録 A に掲載している。我々は (7)、(8)、

加熱率、 Λ を単位体積あたりの冷却率とすると、

$$\Gamma - \Lambda = \frac{1}{V} \frac{DQ'}{Dt}$$

と記述でき、熱力学第一法則は

$$\frac{DE}{Dt} = \Gamma - \Lambda + \frac{p + E}{\rho} \frac{D\rho}{Dt}$$

となる。

(9) 式を数値的に積分する。その際、Shapiro and Kang (1987) に書かれている有限差分法を用いた。

微粒子の動きとエネルギーの式は、次のように与えられる。^{*3}

$$\frac{4}{3}\pi\rho_{mat}a^3\frac{dV_{gr}}{dt} = -\pi a^2\frac{C_D}{2}\rho V_{gr}^2 - \frac{4\pi n_{ion}Z^2e^4G\ln\lambda}{kT} \quad (10)$$

$$\frac{4}{3}\pi\rho_{mat}a^3C\frac{dT_{gr}}{dt} = \Gamma_{gr} - \Lambda_{gr}. \quad (11)$$

ここで ρ_{mat} 、 a 、 T_{gr} 、 C 、 C_D 、 n_{ion} 、 e 、 V_{gr} はそれぞれ、微粒子の質量密度、粒子半径、粒子の温度、比熱、抗力係数、イオンの数密度、電子の電荷、ガスの流れに対する粒子の相対速度を表している。また Γ_{gr} と Λ_{gr} はそれぞれ、ちり微粒子の加熱率と冷却率を表している (付録 B 参照)。(10) 式の第一項は圧縮による力を、第二項はクーロン力による引きずりの力を表す。粒子同士の衝突はないものとした。抵抗係数は次のように与えられる (Probstein 1968, Hod and Horanyi 1991)。

$$C_D = \frac{2}{3s_a} \left(\frac{\pi T_{gr}}{T} \right)^{1/2} + \frac{2s_a^2 + 1}{s_a^3\sqrt{\pi}} \exp(-s_a^2) + \frac{4s_a^4 + 4s_a^2 - 1}{2s_a^4} \text{erf}(s_a) \quad (12)$$

ここで、 s_a は粒子の相対速度 V_{gr} と最頻分子速度 $\sqrt{2kT/\bar{m}}$ との割合を表し、 $\text{erf}(x)$ は関数 $\text{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} dt$ として定義される。粒子の平衡電荷 Z 、関数 G 、関数 λ は次のように与えられる (Spitzer 1962, Neufeld and Hollenbach 1994)。

$$Z = -\frac{2.51akT}{e^2} \quad (13)$$

$$G \simeq \frac{kt}{m_{ion}V_{gr}^2} \left[1 + 3 \left(\frac{\pi}{2} \right)^{1/2} \left(\frac{kt}{m_{ion}V_{gr}^2} \right)^{3/2} \right]^{-1} \quad (14)$$

$$\lambda = \frac{3}{2|Ze^3|} \frac{(kT)^{3/2}}{(\pi n_{ion})^{1/2}} \quad (15)$$

ここで m_{ion} は電荷粒子の質量を表す。

簡易化のため融解と蒸発は一定の値 T_{melt} と T_{evap} で起こると考える。さらに昇華と凝結は無視する。 $T_{gr} = T_{melt}$ のとき、(11) 式の左辺は $-L_{melt}(4\pi/3)\rho_{mat}a^3(dS_f/dt)$ に置き換えられる。ここで L_{melt} は溶解の潜熱を、 S_f は固体部分 (溶けていない部分) の質量比を表す。固体部分と溶解部分の質量密度の違いは無視した。さらに、溶解した粒子の表面張力は十分大きく、空気力学的力による球形からの逸脱は起こらないものと

^{*3} (10) 式の右辺第二項はニュートンの抵抗法則による抵抗を表す。抗力係数に動圧と面積をかけ、圧縮による力を表す。右辺第二項は周りのガスのクーロン力によって与えられる力を表す。

仮定。 $T_{gr} = T_{evap}$ のとき、(11) 式の左辺は $-L_{evap}4\pi\rho_{mat}a^2(da/dt)$ に置き換えられる。ここで L_{evap} は蒸発の潜熱を表している。蒸発の割合は流入するエネルギーから算出される。ガス中にある気体ケイ素の影響（不透明性や固化など）は無視する。我々のこのような溶解と蒸発のモデルはシンプルかもしれないが、今までの論文で用いられていて（e.g., Hood and Horanyi 1991,1993 Ruzmaikina and Ip 1994）我々の結果と比較できるので、このようなモデルを導入した。しかしながらこの溶解と蒸発のモデルは将来的に改良すべきことは明確である。

ショック領域に入る前の粒子の初期温度は、最終的な粒子の温度を決定するのに重要である。前ショック領域の粒子はショックを受けた領域から放たれる放射によって温められる。すなわち、粒子の初期温度はショックを受けた領域からの放射に依存する。ショックを受けた領域からのエネルギーフラックスは次のように推定される。ショックフロント直後におけるほとんどすべての熱エネルギー（ T_2 として求められる）は最終的にショックを受けた領域から、ガスが後ショック領域に流れ込むにつれ、放射として放出される。流れが定常であるとする、放出されたエネルギーフラックスは $\frac{1}{2}\rho v_s^3$ のオーダーでなければならないので、ショックを受けた領域からの単位体積、単位時間あたり $\frac{1}{2}\rho v_s^3$ のエネルギーが供給される。ここで、放射エネルギーは等方的に放出されると仮定する。それにより前ショック領域へ向かう放射エネルギーフラックスは $\frac{1}{4}\rho v_s^3$ となる。この放射エネルギーフラックスを用いて、前ショック領域の粒子の温度 T_{gr} を次のように求める。

$$4\pi a^2 \varepsilon_{em} \sigma_{SB} T_{gr}^4 = \pi a^2 \varepsilon_{abs} \frac{1}{4} \rho_1 v_s^3 \quad (16)$$

ここで ε_{em} と ε_{abs} はそれぞれ放射と吸収係数を、 σ_{SB} はステファンボルツマン定数を表している。ここで $\varepsilon_{em} = \varepsilon_{abs} = 0.1$ と仮定（Hood 1998）。 v_s が小さく ρ_1 が大きいといった条件のもとで (16) 式を用いると T_{gr} は T_2 よりも高い値となる。^{*4} これは物理的にみて非現実的である。一般的に単位面積からの放射エネルギーフラックスは $\sigma_{SB} T^4$ に制限される。ここで T は放射物質の温度を表す。そのためここで求める前ショック領域での粒子の初期温度 T_{gr0} は次のようになる。

$$4\pi a^2 \varepsilon_{em} \sigma_{SB} T_{gr0}^4 = \pi a^2 \varepsilon_{abs} \frac{1}{2} \sigma_{SB} T_2^4. \quad (17)$$

^{*4} (16) 式から T_{gr} を求めると

$$T_{gr} = \frac{1}{2} \left(\frac{\rho_1 v_s^3}{\sigma_{SB}} \right)^{\frac{1}{4}}$$

となる。

簡単に言うと、粒子の初期温度 T_{gr0} は次のように求める。

$$T_{gr0} = \left(\frac{\varepsilon_{abs} \min\left(\frac{1}{4}\rho_1 v_s^3, \frac{1}{2}\sigma_{SB} T_2^4\right)}{4\varepsilon_{em}\sigma_{SB}} \right)^{1/4}. \quad (18)$$

このモデルでは前ショック領域での粒子の温度 T_{gr} はガスの温度 T_1 と異なる値をとりにすることに注意しなければならない。しかしながら、ショックが十分強く $\rho_1 v_s^2 \gg p_1$ が満たされると、粒子とガスの温度差は前ショック領域に特に影響を与えないものとする。このような場合ショックフロント直後の温度 T_2 は前ショック領域のガス温度とは独立である。

微粒子の数密度に対し次のような仮定を用いる。前ショックの流れの中では、粒子とガスの質量比は星間物質では標準的な値である $m_{gr0}n_{gr0}/\rho_1 = 0.01$ とする。ここで m_{gr0} と n_{gr0} はそれぞれ前ショック領域での粒子の質量と粒子の数密度を表している。さらに前ショック領域において、粒子の速度はガスの流れと同じであると仮定する。このとき初期の数密度は $n_{gr0} = 10^{-2}\rho/m_{gr0}$ で与えられる。一方後ショック領域では粒子はガスに対して相対速度を持ちうる。流れは定常であると考えているので、後ショック領域の数密度 n_{gr} は次のように与えられる。

$$n_{gr} = \frac{v_s}{v + V_{gr}} n_{gr0}. \quad (19)$$

ここで V_{gr} は後ショック領域の粒子とガスの相対速度であり、 v は後ショック領域の流速であることに注意しなければならない。

2.3 物理定数と初期条件と計算方法

粒子の大きさは一様であると仮定し、粒子の半径は $1 \mu\text{m}$ 、 0.1 mm 、 1 cm として考える。また前ショック領域の数密度 $n_0 = 10^8 - 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ 、速度 $v_s = 1 - 70 \text{ km s}^{-1}$ の範囲で計算を行う。

初期の気相での元素存在度（水素原子核の数に対する割合）は Hollenbach and McKee (1989) から引用： $y_{He} = 0.1$ 、 $y_O = 5.4 \times 10^{-4}$ 、 $y_C = 2.3 \times 10^{-4}$ 、 $y_{Si} = 3.6 \times 10^{-6}$ 、とする。そして、 $y_{H_2} = (1 - y_{He} - y_O - y_C - y_{Si})/2$ として他の物質 = 0 とする。粒子はケイ酸塩で構成されているとし、密度を $\rho_{mat} = 2.5 \text{ g cm}^{-3}$ 、比熱を $C = 10^7 \text{ erg g}^{-1}$ 、蒸発の潜熱を $L_{evap} = 5 \times 10^9 \text{ erg g}^{-1}$ 、融解の潜熱を $L_{melt} = 4.5 \times 10^9 \text{ erg g}^{-1}$ 、融点を $T_{melt} = 1900 \text{ K}$ 、沸点を $T_{evap} = 2100 \text{ K}$ とする (Hood 1998)

定常な流れを考えているので、微分方程式内の時間微分は空間微分に変形できる。微分方程式を積分し、前項を考慮に入れ、上流から下流への流れを導く。ガスの化学反応や、加

熱と冷却の割合、粒子の運動量とエネルギーの変化、などの積分を算出する際に Shapiro and Kang (1987) のアルゴリズムを用いた。粒子の温度を求めるにあたり、 $T_{gr} < T_{melt}$ ならば (11) 式を用いる。 T_{gr} が T_{melt} に達したとき、固体/液体 相転移に従いながら、(11) 式の左辺を潜熱に置き換える。初期条件として $S_f(t=0) = 1$ とおく。 S_f が 10^{-6} に達したとき (11) 式に戻す。この際、固体粒子と溶解粒子の熱容量は等しいと仮定する。粒子の温度が T_{evap} に達したときも同様に考える。蒸発の割合は流入するエネルギーから算出する。粒子半径が 10^{-6} に達したとき粒子は完全に蒸発したとみなす。温度が減少したとき、逆の過程を用いる。

3. 計算結果

3.1 後ショック領域の構造

後ショック領域において求めた数値を Fig.2 に掲載する。この際条件として、ショック前の速度 $v_s = 40 \text{ km s}^{-1}$ 、ショック前の密度 $n_0 = 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ 、初期の粒子半径は $a_0 = 0.1 \text{ mm}$ と設定した。図の 2a は、ガスの温度 T と水素原子核の数密度 n_H と粒子の温度 T_{gr} を時間の関数として表している。ショックフロント直後のガスの温度は $6.5 \times 10^4 \text{ K}$ となる。また、途中そうでない領域もあるが、 $T \sim 5 \times 10^4 \text{ K}$ と $T \sim 7 \times 10^3 \text{ K}$ で単調に減少する。さらに後ショック領域ではほぼ定圧であることが確認される： $\log n_H + \log T$ が一定である。ガスの温度は $t \simeq 1 \times 10^5 \text{ s}$ 突然降下する。興味深いことに、粒子の温度は $t \simeq 1 \times 10^5 \text{ s}$ 以降急に上昇し、最高値になった後急速に減少を始める。粒子の最高温度は 1927 K となった。この場合粒子は融解するが蒸発はしない。

Fig. 2a は主に、化学反応と加熱/冷却の過程を調べるにより理解できる。図の 2b は、どのような化学組成の変化があったのかを示している。ショックフロント直後のガスは熱いので、分子は解離により急速に減少する。その結果として生じた H の内、数パーセントはイオン化する。一般的に分子の解離とイオン化の程度は、衝撃の速度に強く依存する。そのため後ショック領域における化学組成は、衝撃の速度により様々に変化する。 $t \sim 1 \times 10^5$ でガスの温度が数千度を下回ったとき、水素分子は再結合される。ガスの加熱率と冷却率は Fig.2c に表示した。温度が 7000 K より高いとき Ly 放射が支配的な冷却メカニズムとなる。Fig 2a において $T \sim 7000 \text{ K}$ の間に広く温度が一定なのは 7000 K より下では効果的な冷却剤がないためである。 $t \simeq 1 \times 10^5 \text{ s}$ の時 CO が多数増加するので、CO の振動冷却により温度が $T \sim 500 \text{ K}$ まで下げられる。粒子の相対速度と粒子の加熱/冷却率は Fig.2d に示した。粒子の加熱率はガス - 粒子間のエネル

ギー移動によって支配されることが見て取れる。粒子の温度が最高に達したとき、ガスの摩擦加熱は粒子の放射冷却率とつりあっている。粒子が冷却の段階に入っても、ガスの摩擦加熱は残っている。残っている抵抗加熱は正味の冷却率を決定する。このことは後の Section 4 で確認する。粒子の相対速度は $t = 10^4 - 10^5$ s で落ち込む。これは推定した時間 t_s と完全に一致する。 t_s は粒子の質量と粒子が吹き飛ばした重さが等しいと考える： $\frac{4\pi}{3}a^3\rho_{mat} \simeq \pi a^2\rho V_{gr}t_s$ 。 ρ の代わりに $\rho_2 = 6\rho_1 = \bar{m}_1 y_t n_0$ *5 とし、 V_{gr} を $V_{gr0} = \frac{5}{6}v_s$ *6 として用いる。さらに $\rho_{mat} = 2.5\text{g cm}^{-3}$ 、 $\bar{m}_1 = 4 \times 10^{-24}\text{g}$ 、 $y_t = 0.5$ を代入すると、粒子が止まるまでの時間を次のように表現できる：

$$t_s = \frac{4a\rho_{mat}}{15\bar{m}_1 y_t n_0 v_s} = 3.3 \times 10^4 \left(\frac{1}{0.01\text{cm}} \right) \left(\frac{v_s}{10\text{km}} \right)^{-1} \left(\frac{n_0}{10^{11}\text{cm}^{-3}} \right)^{-1} \quad (20)$$

Fig. 3 は $v_s = 10\text{km s}^{-1}$ 、 $n_0 = 10^{14}\text{cm}^{-3}$ 、 $a_0 = 0.1\text{mm}$ として求めた結果を表している。この場合ガスの温度は最高でも 5000 K である (Fig. 3a)。この様なショックはまったく解離的でない：ショック後の水素存在度の最高値が ~ 0.17 である (Fig. 3b)。後ショック領域の化学組成は Fig. 2 とは完全に異なっている。 T が 2000 K 付近に達するまで解離によって冷却される。その後は CO 冷却によって冷やされる。数千度から 500 K までの冷却率 ($\sim 0.12\text{K/s}$) は Fig. 2 の場合 ($\sim 0.12\text{K/s}$) とあまり変わらない。(Fig. 2a と 3a では横軸のスケールが異なる。) 粒子は $t \sim 5 \times 10$ s で静止する。これは (20) 式と一致する。粒子の最高温度は 2100 K となり、かなりの量の粒子が蒸発した。そのため最終的に粒子の半径は $a_{fin} = 11\ \mu\text{m}$ となる。

Fig. 4 と 5 はそれぞれ $a_0 = 1\ \mu\text{m}$ と $a_0 = 1\text{cm}$ の場合を表している。これらの衝撃の速度とショック前の密度は Fig. 3 と同じ $v_s = 10\text{km s}^{-1}$ 、 $n_0 = 10^{14}\text{cm}^{-3}$ とした。Figs. 3-5 のすべての領域においてガスの特性は類似している。この様な場合、ガスは粒子の存在にまったく影響を受けない。しかしながら、粒子の運動の特性は粒子のサイズに強く影響される。小さな粒子はガスの抵抗によりすぐに止まった。 $a_0 = 1\ \mu\text{m}$ としたとき粒子が止まるまでに $t \sim 2 \times 10^{-1}\text{s}$ かかった (Fig. 4d)。一方 $a_0 = 1\text{cm}$ では $t_s \sim 1 \times 10^4\text{s}$ である (Fig. 5d)。最終的なガスの温度と密度は粒子が静止した位置に依存する。ガスの密度の違いはガスの摩擦加熱率のちがいとなり、結果として粒子の最高温度が異なる。一般的に言えば、粒子の大きさは粒子の最高温度を決める要素のひとつで

*5 衝撃波が強いとして $\rho_2 = 6\rho_1$ する。

*6 V_{gr0} に関する記述は特に見つからないので、衝撃波直後の粒子の相対速度と考える。衝撃波直後のガスの速度は (1) 式より $v_2 = \frac{\rho_1}{\rho_2}v_s$ と表せる。また、ショックが強い ($\rho_2 = 6\rho_1$) と考えているので、 $v_2 = \frac{1}{6}v_s$ となる。さらに、ショックの前後では粒子の数密度は変化しないとすると (19) 式より $V_{gr0} = \frac{5}{6}v_s$ と求まる。

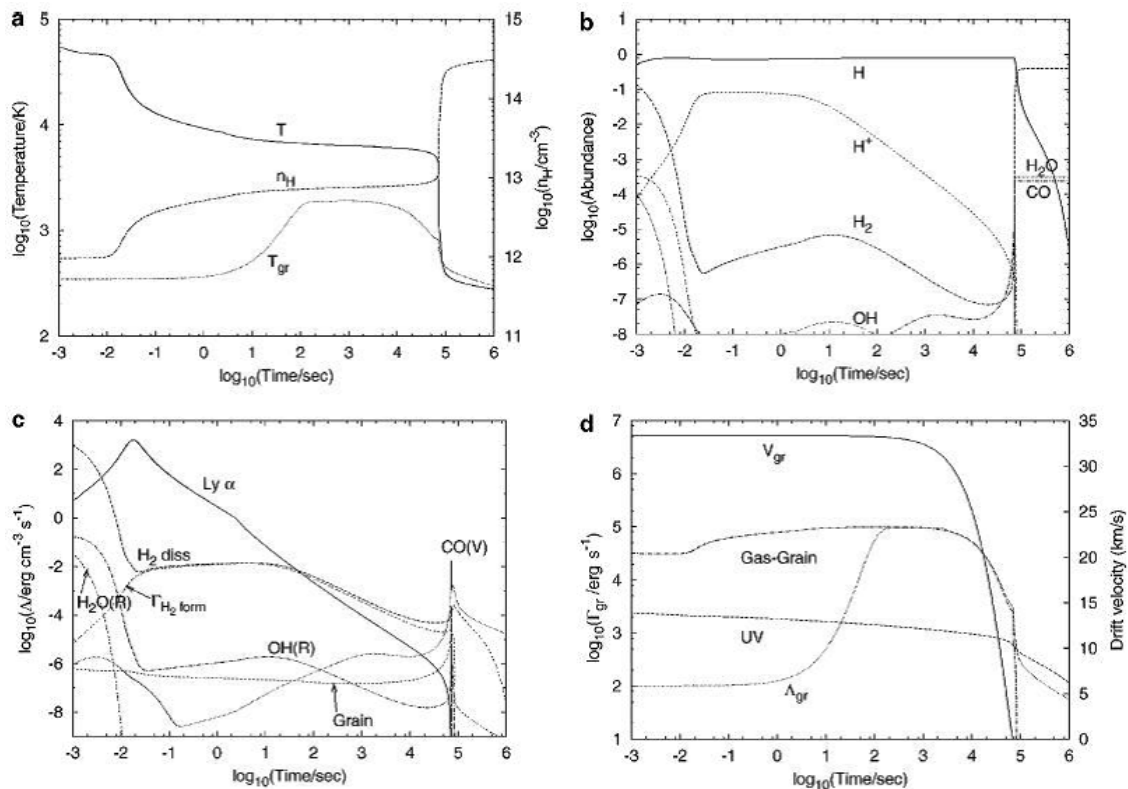


Fig.2 ショックフロントを過ぎてからの様々な物理学的性質を時間の関数で表した図。ここで、 $v_s = 40 \text{ km s}^{-1}$ 、 $n_0 = 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ 、 $a_0 = 0.1 \text{ mm}$ とした。(a) ガスの温度 T 、水素原子核の数密度 n_H 、粒子の温度 T_{gr} ; (b) ガスの化学組成 ; (c) ガスの加熱率と冷却率 ; (d) 粒子とガスの相対速度と、粒子の加熱/冷却率。

はあるが、粒子のサイズが与える影響の範囲は大きくない。

3.2 粒子の温度

衝撃波の速度を $v_s = 10 \text{ km s}^{-1}$ 、初期の粒子半径を $a_0 = 0.1 \text{ mm}$ とした時のガスの温度 T と水素原子核の数密度 n_H と粒子の温度 T_{gr} の分布を Figs. 6 と 7 に掲載した。Fin. 6 ではショック前の密度は $n_0 = 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ とし Fig. 7 では $n_0 = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ とした。ショック前の密度を別にすると、ショック前の流れの性質は Fig. 2 で見たものと同じである。 $n_0 = 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ の場合 (Fig. 6)、Fig. 2 と比べてショック前の密度は 10 倍小さい。そのため粒子の最高温度は 1600 K となった。一方 $n_0 = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ の場合 (Fig. 7)、粒子の最高温度は 2100 K に達し、 $t \sim 1 \text{ s}$ で完全に蒸発する。ショック前の密度が高ければ、粒子の最高温度も高くなる。これは主にガスとの摩擦加熱によるもので

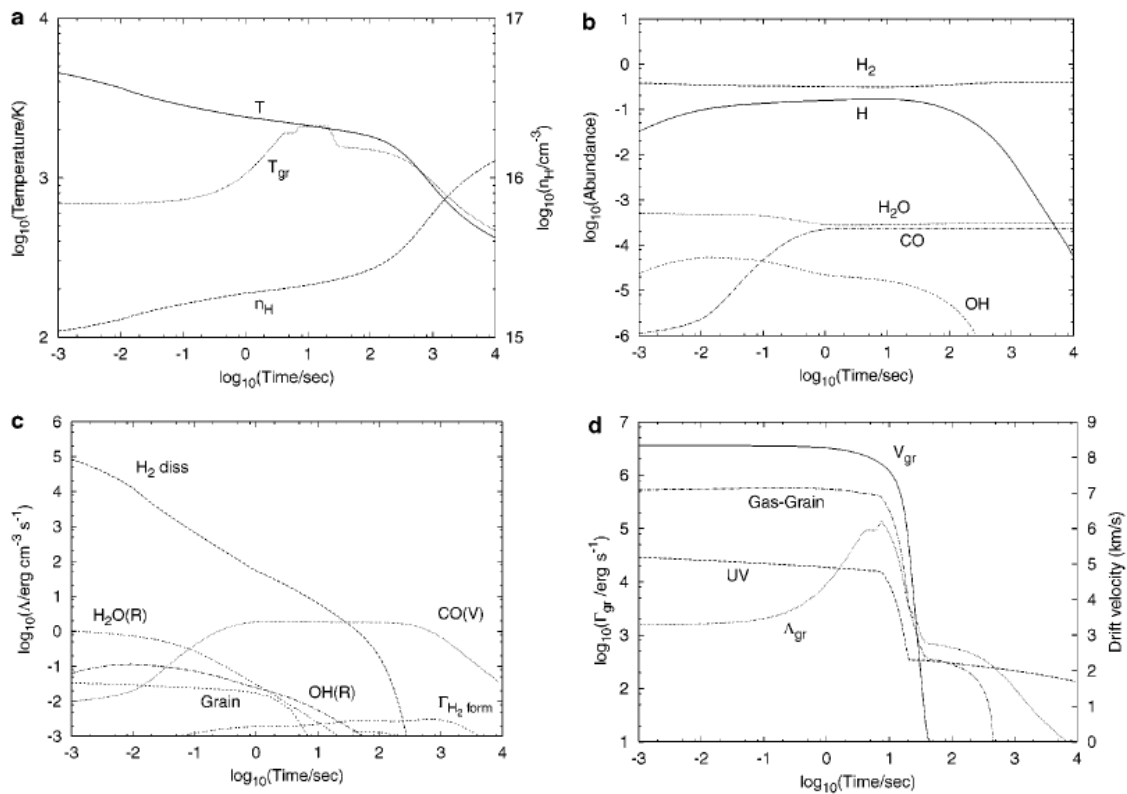


Fig.3 $v_s = 10 \text{ km s}^{-1}$ と $n_0 = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ を除き Fig.2 と同じ図。

ある。ガスとの摩擦は支配的な加熱メカニズムであり、ガスの密度に比例する。しかしながら、粒子の放射冷却率はガスの密度に依存しない。

粒子の半径 a_0 を変化させたとき、粒子の温度が最高に達する位置も変化する (Figs. 3a, 4a, 5a)。これはガスの摩擦加熱が効果的に働く位置のちがいによるものである ((20) 式を見よ)。言い換えると、粒子の半径が $1 \mu\text{m} \leq a \leq 1\text{cm}$ の範囲ならば、主な熱源はガス摩擦によるものである。支配的な熱源がガスによる抵抗であることは、粒子の停止する位置と温度が最高に達する位置が等しいことから結論付けられる。

Fig. 8 は上から、粒子が移動する距離、後ショック領域におけるガスと粒子の相対速度、粒子の温度、固体粒子の質量比と規格化した粒子の質量を時間の関数として表している。このとき、 $v_s = 10 \text{ km s}^{-1}$ 、 $n_0 = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ 、 $a_0 = 0.1 \text{ mm}$ とし、Fig. 3 と同じ値にした。図の2番目と3番目はそれぞれ Fig. 3d と Fig. 3a を拡大したものである。粒子はショック後の媒質を $\sim 2.2 \text{ km}$ 移動して、4.1 s で融点に達する。6.3 s (距離にして $\sim 3.3 \text{ km}$) で完全に融解する。その後粒子の温度は沸点へ上昇を始める。粒子は $\sim 7.4 \text{ s}$ (距離にして $\sim 3.8 \text{ km}$) で蒸発をはじめ、 $\sim 25 \text{ s}$ (距離にして $\sim 11 \text{ km}$) まで蒸発を続け

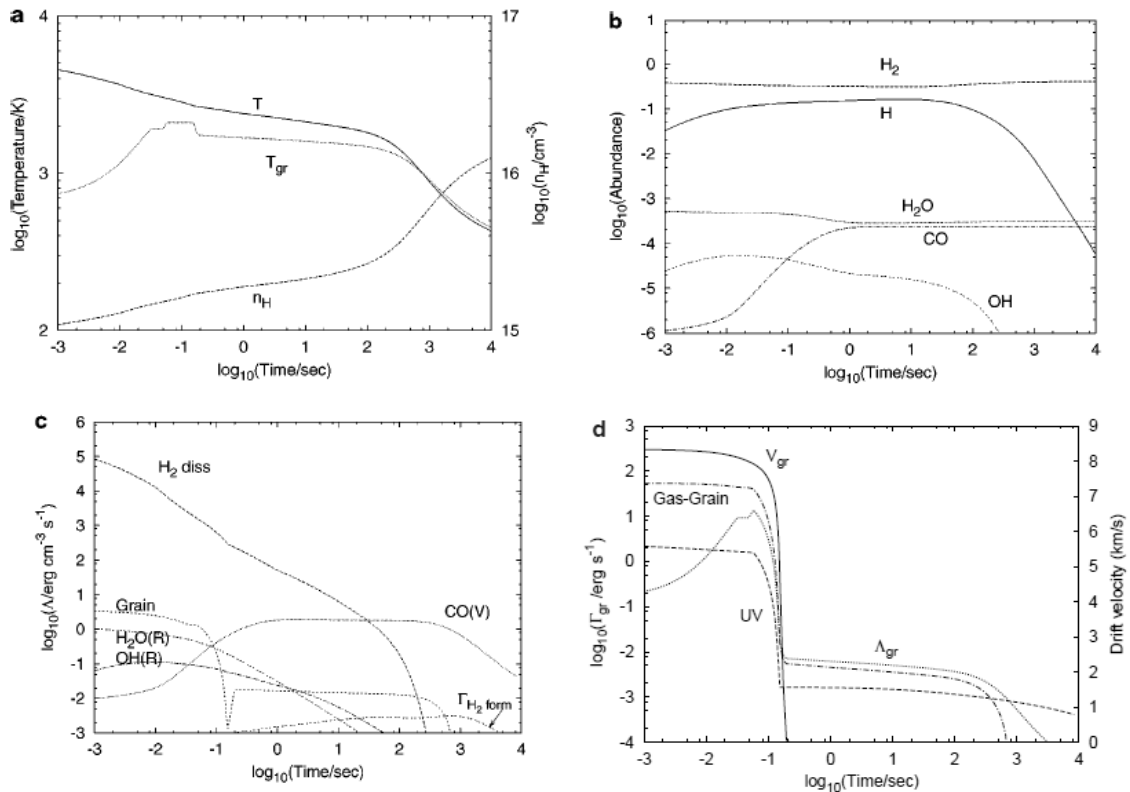


Fig.4 $a_0 = 0.1 \mu\text{m}$ を除き Fig.3 と同じ図。

る。その後粒子は冷却を始める。

Fig. 9 は粒子の最高温度を、衝撃波の速度 v_s とショック前の密度 n_0 の関数としてまとめている。なおここで初期の粒子半径は $a_0 = 0.1 \text{ mm}$ とした。Fig. 9 では $T_{gr,max} < T_{melt}$ (三角)、 $T_{melt} \leq T_{rg,max} < T_{evap}$ (四角)、 $T_{gr,max} = T_{evap}$ ただし粒子が完全には蒸発しない (点)、 $T_{gr,max} = T_{evap}$ 粒子が蒸発する (十字)、ショックを受ける前に紫外放射で完全に蒸発する (ばつ)、と定義する。四角と点で表される場合、粒子がコンドリュールになる最適の状態である。

Fig. 9 の $v_s - n_0$ 空間は三つの領域に分割できる：(1) 粒子が溶解しない (左下)、(2) 粒子は融解するが完全には蒸発しない (灰色の部分)、(3) 粒子が完全に蒸発する場合、後ショック領域 (交差) もしくは前ショック領域 (右上)。コンドリュール形成に最適の部分には灰色の部分である。粒子を溶かすのに必要な衝撃波の速度を見ることができる： $n_0 > 10^{14.5} \text{ cm}^{-3}$ のとき、 $v_s \geq 6 \text{ km s}^{-1}$ であり、 $n_0 < 10^{14.5} \text{ cm}^{-3}$ のとき、 $v_s \geq 6 \times (n_0/10^{14.5} \text{ cm}^{-3})^{-1/5} \text{ km s}^{-1}$ となる。この結果は Section 4 で見るが、摩擦加熱と放射冷却のバランスにより理解される。しかしながら、衝撃波の速度が十分に大きいと粒子は完全に蒸発するので、コンドリュールの形成は期待できない。そのため衝

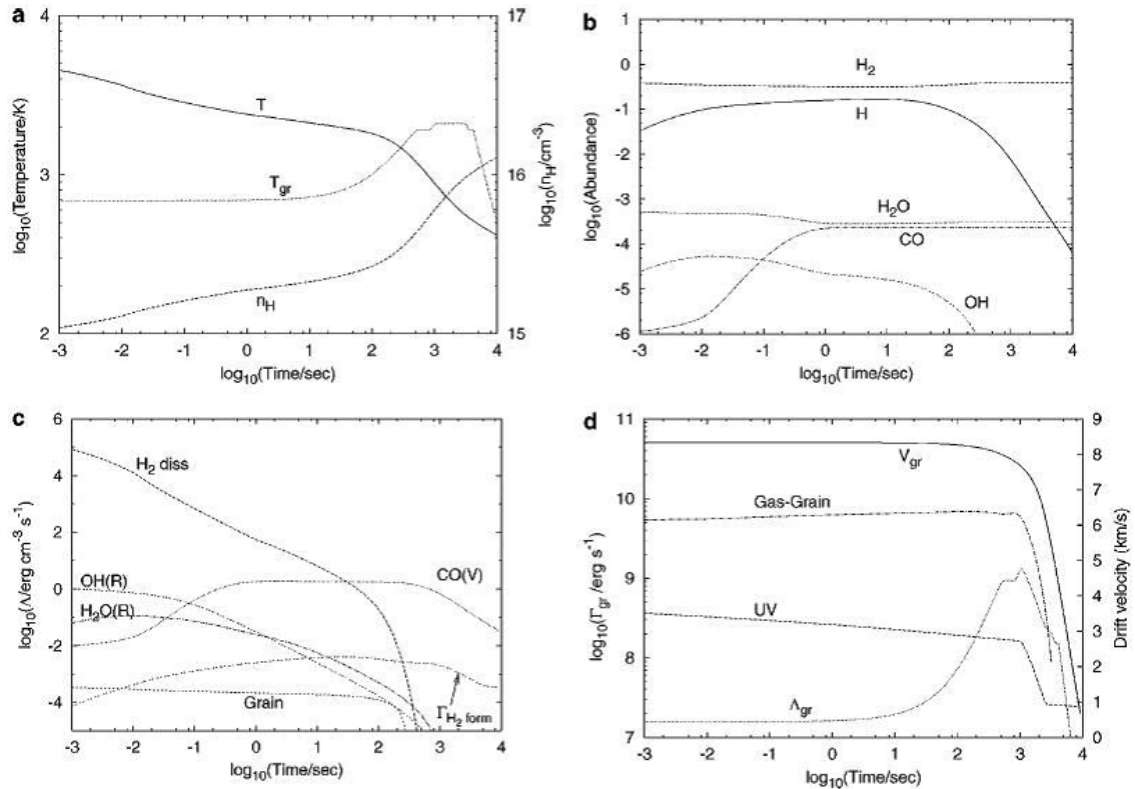


Fig.5 $a_0 = 0.1 \text{ cm}$ を除き Fig.3 と同じ図。

衝撃波の速度は $n_0 > 10^{14.5} \text{ cm}^{-3}$ のとき $v_s = 7 \text{ km s}^{-1}$ を、 $n_0 < 10^{14.5} \text{ cm}^{-3}$ のとき $v_s = 7 \times (n_0/10^{14.5}) \text{ km s}^{-1}$ を越えることはできない；でないとき粒子が完全に蒸発してしまう。そのため、コンドリュール形成に理想的な衝撃波の速度とショック前の密度の範囲はかなり狭くなる。

Fig. 9 で右上から左下にある太い線はケプラー速度と赤道面密度 (最小質量原始太陽系星雲モデル [e.g., Hayasi *et al.* 1985]) との関係を表している。太い線上にある大きなプラス記号は小惑星帯と木星軌道を表している。ガスの密度は中央平面から高度が高くなるにつれ減少することに注意しておく。そうすると Fig. 9 の太い線より下の領域は星雲の高度が高い領域とみなすことができ、太い線の左側は衝撃波の速度がケプラー速度より遅い領域とみなせる。小惑星帯と木星軌道付近でのケプラー速度と最小質量原始太陽系モデルから導かれる面密度はコンドリュール形成に適していることが分かる。左上から右下にかけての点線は前ショック領域での圧力を表している。後ショック領域におけるガス圧は基準となる原始太陽系星雲モデルの圧力、3 AU で $\sim 10^6 \text{ atm}$ 、に比べ十分に大きい。細部に関しては Section 4.2 で議論する。

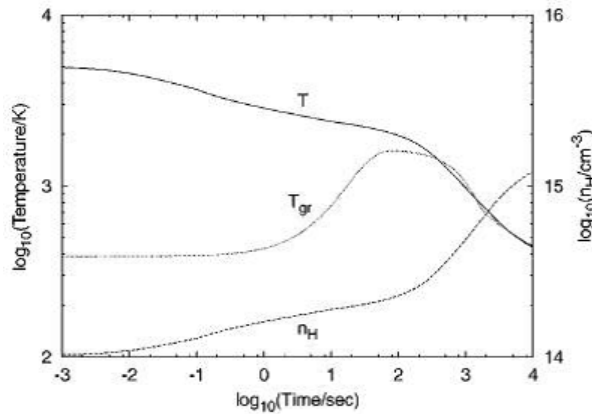


Fig6 ガスの温度 T と水素原子核の数密度 n_H と粒子の温度 T_{gr} の分布図。
 $v_s = 10 \text{ km s}^{-1}, n_0 = 10^{13} \text{ cm}^{-3}, a_0 = 0.1 \text{ mm}$

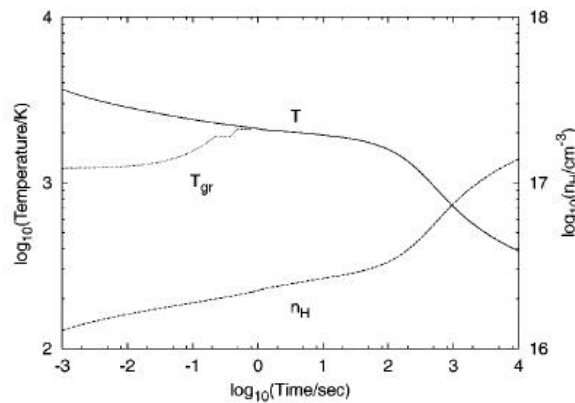


Fig7 Fig.6 と同じ図。 $n_0 = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$

Figs. 10 と 11 は Fig. 9 と基本的には同じであるが、粒子半径をそれぞれ $a_0 = 1 \mu\text{m}$ と $a_0 = 1 \text{ cm}$ とした。密度が高い領域について見てみると、大きい粒子のほうが小さい粒子に比べ灰色の部分が多くなっている。これは、粒子が完全に蒸発するかどうかは、初期の粒子半径に依存することを示している。密度の低い領域で Figs. 9-11 を比べてみると、違いはそれほど大きくないことがわかる。速度が速いとき、小さい粒子のほうが先に融解する。これにより、コンドリュール形成の条件として、初期の粒子半径にはあまり強く依存しないことが分かる。

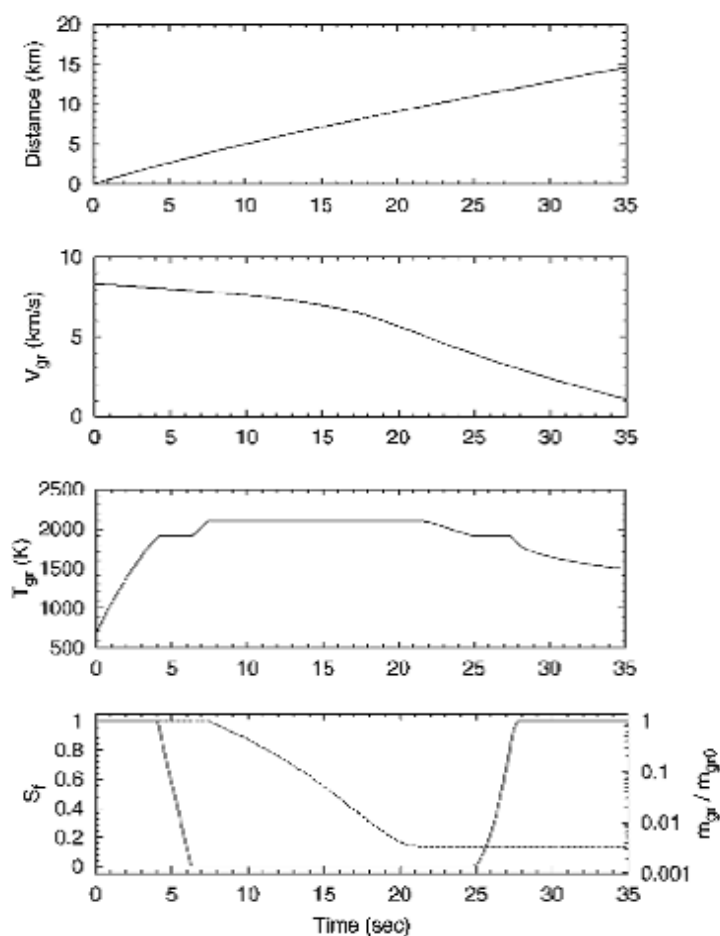


Fig.2 ショックフロントを過ぎてからの様々な物理学的性質を時間の関数で表した図。ここで、 $v_s = 40 \text{ km s}^{-1}$ 、 $n_0 = 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ 、 $a_0 = 0.1 \text{ mm}$ とした。(a) ガスの温度 T 、水素原子核の数密度 n_H 、粒子の温度 T_{gr} ; (b) ガスの化学組成 ; (c) ガスの加熱率と冷却率 ; (d) 粒子とガスの相対速度と、粒子の加熱/冷却率。

3.3 粒子の冷却率

コンドリュールは融解した粒子が急速に冷えて形成されたと考えられている。実験により粒子の冷却率はだいたい $10^2 - 10^3 \text{ K h}^{-1}$ と求められる (e.g., Hewins 1988)。実験と数値計算の値を比較するために、正味の冷却率 R_{cool} を求める。正味の冷却率は粒子の冷却段階から測定する。次のように正味の冷却率を定義する。

$$R_{cool} \equiv \frac{T_{melt} - 1300 \text{ K}}{\Delta t} \quad (21)$$

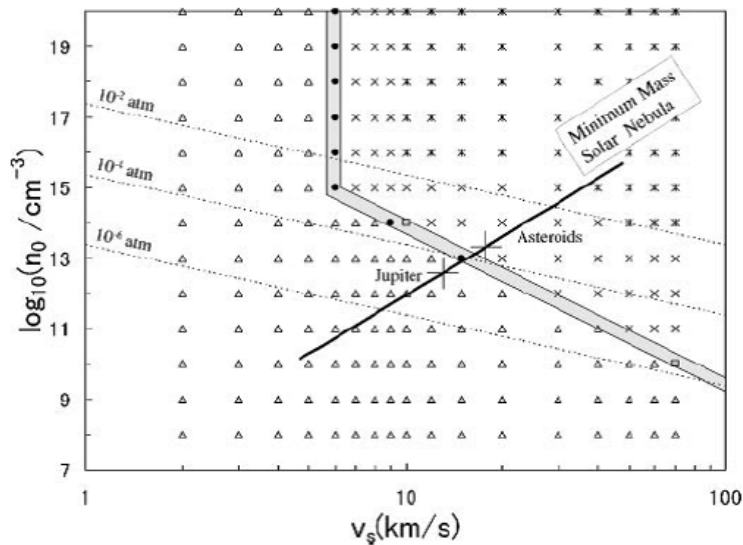


Fig.2 ショックフロントを過ぎてからの様々な物理学的性質を時間の関数で表した図。ここで、 $v_s = 40 \text{ km s}^{-1}$ 、 $n_0 = 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ 、 $a_0 = 0.1 \text{ mm}$ とした。(a) ガスの温度 T 、水素原子核の数密度 n_H 、粒子の温度 T_{gr} ; (b) ガスの化学組成 ; (c) ガスの加熱率と冷却率 ; (d) 粒子とガスの相対速度と、粒子の加熱/冷却率。

ここで Δt は、粒子が固体になり $T_{gr} = T_{melt}$ に達する時間と、そのまま冷えて T_{gr} が 1300 K に達する時間との差を表している。Fig. 12 は正味の冷却率 R_{cool} を最終的な粒子の半径 a_{fin} で表している。なお、最終的な粒子の半径は蒸発により、初期の粒子半径 a_0 より小さくなるのが期待される。ここで、三角、四角、ひし形はそれぞれ、初期の粒子半径を $a_0 = 1 \mu\text{m}, 1 \text{ mm}, 1 \text{ cm}$ とした値を示している。粒子の最高温度が Figs 9-11 のグレーゾーンとなるすべての場合の、正味の冷却率を Fig. 12 に示した。これにより、正味の冷却率は、下は $\sim 10^{2.7} \text{ K h}^{-1}$ から上は $\sim 10^{5.5} \text{ K h}^{-1}$ まで、広い範囲にわたっていることが分かる。その中の最高値は、まわりに熱源がない状態で期待される冷却率に近い値を示す。このような正味の冷却率の範囲、特に鉛直方向 (同じ半径で正味の冷却率が違うもの)、は主に摩擦加熱 $\Gamma_{gr,drag}$ が異なり、それが粒子の冷却段階にも効いてくるためである。また、粒子の温度を $T_{melt} \geq T_{gr} \geq 1300 \text{ K}$ の範囲に固定して正味の冷却率を求めるにあたり、放射冷却率 $\Lambda_{gr,drag}$ の違いは粒子半径の大きさによってもたらされる ; 言い換えれば、半径が同じなら放射冷却率も等しくなる。それゆえ正味の冷却率 R_{cool} は基本的に $\Lambda_{gr,em} - \Gamma_{gr,drag}$ に等しく、摩擦加熱の違いにのみよって異なった値を持ちうる。冷却率が小さいものは媒体が不透明であるからではなく、残っている摩擦加熱による

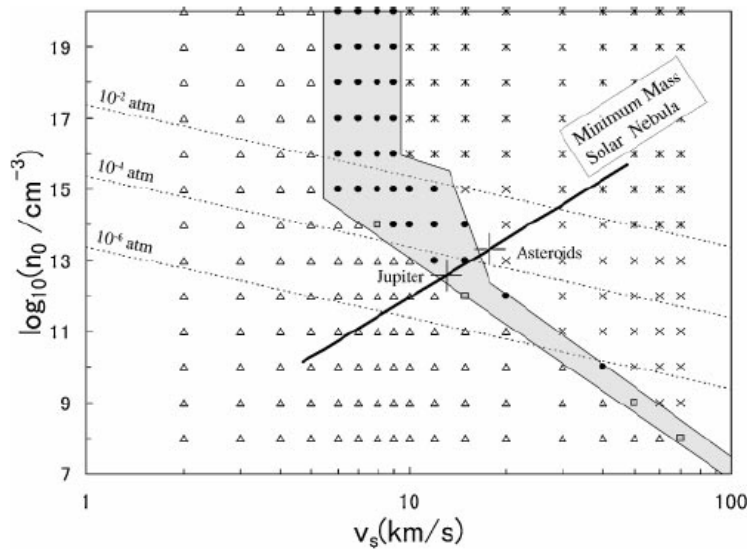


Fig.2 ショックフロントを過ぎてからの様々な物理学的性質を時間の関数で表した図。ここで、 $v_s = 40 \text{ km s}^{-1}$ 、 $n_0 = 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ 、 $a_0 = 0.1 \text{ mm}$ とした。(a) ガスの温度 T 、水素原子核の数密度 n_H 、粒子の温度 T_{gr} ; (b) ガスの化学組成 ; (c) ガスの加熱率と冷却率 ; (d) 粒子とガスの相対速度と、粒子の加熱/冷却率。

ものであることを強調しておく。粒子-ガスの割合として標準的な値である 0.01 を導入したので、ショックフロントから融解部分までの光学的厚さは 1 よりずっと小さい。

Fig. 12 において、 $a_{fin} \sim 0.1 - 1 \text{ mm}$ での粒子の正味の冷却率は $R_{cool} \sim 10^2 - 10^5 \text{ K h}^{-1}$ となることに着目する。算出した値は観測値とくらべ、それほど大きく外れてはいない。

4. 議論

4.1 コンドリュール形成の条件

Figs. 9-11 から粒子が融解してコンドリュールが形成するのに必要な最小の衝撃波速度 v_s を求めた。特に密度が高い極限では、衝撃波の速度は初期の粒子密度とは独立である。また、密度が低い領域では $v_{s,melt} \propto n_0^{-1/5}$ の関係がある。この関係は次のようにして理解される。

まず、粒子のエネルギー方程式 (11) を次のように書き直す。

$$m_{gr} C \frac{dT_{gr}}{dt} = \Gamma_{gr,UV} + \Gamma_{gr,gas-grain} - \Lambda_{gr,em} \quad (22)$$

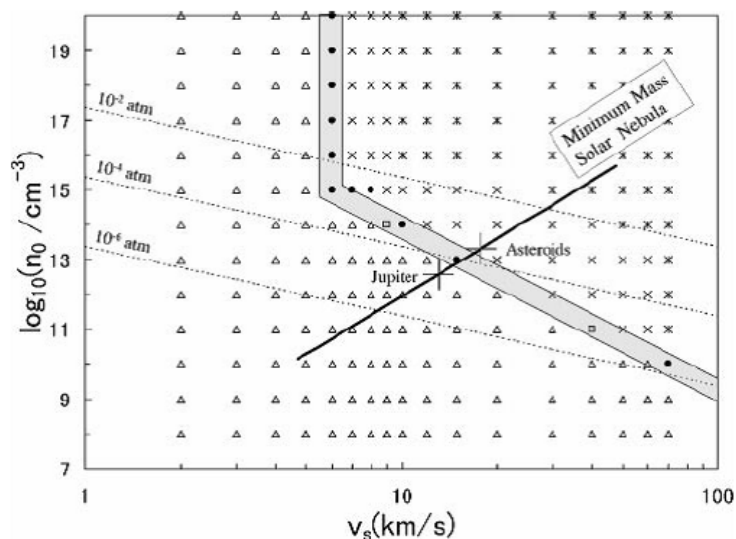


Fig.2 ショックフロントを過ぎてからの様々な物理学的性質を時間の関数で表した図。ここで、 $v_s = 40 \text{ km s}^{-1}$ 、 $n_0 = 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ 、 $a_0 = 0.1 \text{ mm}$ とした。(a) ガスの温度 T 、水素原子核の数密度 n_H 、粒子の温度 T_{gr} ; (b) ガスの化学組成 ; (c) ガスの加熱率と冷却率 ; (d) 粒子とガスの相対速度と、粒子の加熱/冷却率。

ここで m_{gr} は粒子の質量を、 $\Gamma_{gr,UV}$, $\Gamma_{gr,gas-grain}$ と $\Lambda_{gr,em}$ はそれぞれ加熱率と冷却率を表している。詳細は付録 B 参照。粒子が最高温度 $T_{gr,max}$ に達した時 $dT_{gr}/dt = 0$ となる。このとき同時に、(22) 式の右辺で与えられる加熱率と冷却率はつりあう。(22) 式の右辺は、粒子の幾何学的断面 πa^2 に比例する。よって粒子サイズに陽に影響されるものは打ち消しあう。これが Figs.9-11 に著しい違いが見られなかった理由である。数値計算の結果より、粒子が最高温度に達した時、摩擦加熱 $\Gamma_{gr,bas-grain}$ は他の加熱過程 $\Gamma_{gr,UV}$ より優位に働く。よって、粒子が最高温度に到達した時、次のような方程式が成り立つ。

$$0 = \Gamma_{gr,gas-grain} - \Lambda_{gr,em}. \tag{23}$$

$\Gamma_{gr,gas-grain} \geq 0$ が成立し、粒子の融解において摩擦加熱が支配的な加熱過程となるように、粒子の相対速度 V_{gr} は十分に大きくなければならない。この条件は次のように記述できる。^{*7}

$$T_{rec} - T_{gr,max} \geq 0. \tag{24}$$

^{*7} ここで T_{rec} は断熱的に”補正した”温度を表しており、熱容量がゼロのときの粒子の温度として定義される。

$T_{gr,max}$ の代わりに T_{melt} とし、 $V_{gr} = V_{gr0} = \frac{5}{6}v_s$ 、さらに V_{gr} がガスの熱運動速度に比べて十分大きいとして、(B13) 式の第一項と第三項を無視すると、衝撃波の速度の必要条件が得られる。^{*8}

$$v_s \geq v_{s,crit} \equiv \frac{6}{5} \left(\frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \frac{kT_{melt}}{\bar{m}} \right)^{1/2} = 7.5 \text{ km s}^{-1} \quad (25)$$

ここで $v_{s,crit}$ は摩擦加熱が有効である最小の衝撃波速度を表す。また計算するにあたり、 $T_{melt} = 1900\text{K}$ 、 $\bar{m} = 4 \times 10^{-23} \text{ g}$ 、 $\gamma = 7/5$ とした。(25) 式で得られた値は Figs.9-11 に比べると少し大きい。この違いは、(B13) 式の第一項と第三項を無視したからか、 $V_{gr} = V_{gr0}$ を仮定したため、あるいはその両方、が原因かもしれない。

衝撃波が十分に速く、(25) 式で与えられる必要条件を満たしているとき、(23) 式は次のように変形できる。

$$\begin{aligned} 0 &= \rho V_{gr} (T_{rec} - T_{gr,max}) C_H - \varepsilon_{em} \sigma_{SB} T_{gr,max}^4 \\ &= \frac{\rho V_{gr}^3}{8} - \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \frac{nkT_{gr,max} V_{gr}}{8} - \varepsilon_{em} \sigma_{SB} T_{gr,max}^4 \end{aligned} \quad (26)$$

ここで (B13) 式の第一項と第三項を無視し、 $s_a \gg 1$ として $C_H \rightarrow [(\gamma+1)/(\gamma-1)]k/(8\bar{m})$ の極限を使用した。ショックが強いとき後ショック領域はほとんど定常であるので、 $nkT = n_0 \bar{m}_1 v_s^2$ の関係式が利用可能である。^{*9} また、 $V_{gr} = V_{gr0} = v_s$ もよい近似であ

^{*8} 書いてある近似を用いると

$$T_{rec} = \frac{2T_{melt}(\gamma - 1)}{\gamma + 1} \frac{\bar{m}V_{gr0}^2}{2kT_{melt}}$$

これを (24) 式に代入して整理すると

$$T_{melt} \left(\frac{25}{36} \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \frac{v_s^2 \bar{m}}{kT_{melt}} - 1 \right) \geq 0$$

これを満たすような最小の v_s を $v_{s,crit}$ として定義すると

$$v_s \geq v_{crit} \equiv \frac{6}{5} \left(\frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \frac{kT_{melt}}{\bar{m}} \right)^{1/2} = \frac{6}{5} \left(\frac{1.4 + 1}{1.4 - 1} \frac{1.38 \times 10^{-23} \times 1900}{4 \times 10^{-24}} \right)^{1/2} = 7.5 \text{ km s}^{-1}$$

となる。

^{*9} 後ショック領域において定圧状態を考えているので

$$nkT = \frac{\rho_2 k T_2}{\bar{m}} = p_2$$

とすることができる。さらにショックが強いときを考えているので $\rho_1 v_s^2 \gg p_1$ 、 $\rho_2 v_2^2 \ll p_2$ となる。これを (2) 式に用いると、

$$p_2 = \rho_1 v_s^2$$

る。以上を用いて (26) 式を次のように変形する。

$$0 = \left(\frac{5}{12}\right)^3 \frac{\bar{m}_1 n_0 \bar{m}}{kT} v_s^5 - \frac{5}{48} \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \frac{\bar{m}_1 n_0 v_s^3 T_{gr,max}}{T} - \varepsilon_{em} \sigma_{SB} T_{gr,max}^4. \quad (27)$$

第二項と第三項が等しいとして、支配的な負の項が切り替わる臨界条件を得る。

$$\begin{aligned} (n_0 v_s^3)_{crit} &= \frac{48}{5} \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \frac{\varepsilon_{em} \sigma_{SB} T_{melt}^3 T}{\bar{m}_1} \\ &= 3.1 \times 10^{31} \left(\frac{T}{2000 \text{ K}}\right) \text{ cm}^{-3} (\text{cm s}^{-1})^3 \end{aligned} \quad (28)$$

ここで、 $T_{melt} = 1900 \text{ K}$ 、 $\varepsilon_{em} = 0.1$ 、 $\bar{m}_1 = 4 \times 10^{-24} \text{ g}$ とした。また、 T は融解領域のガス温度を表し、我々の数値計算結果によると、 T は大体 2000 K である。 $n_0 v_s^3 \ll (n_0 v_s^3)_{crit}$ であるとき (27) 式の第一項は第三項とつりあい、 $n_0 v_s^3 \gg (n_0 v_s^3)_{crit}$ であるとき第一項は第二項にほとんど等しくなる。 $v_s = v_{s,crit}$ とおくと、臨界密度が得られる。

$$n_{0,crit} \equiv \frac{(n_0 v_s^3)_{crit}}{v_{s,crit}^3} = 7.4 \times 10^{13} \left(\frac{T}{2000 \text{ K}}\right) \text{ cm}^{-3} \quad (29)$$

$n_0 v_s^3 \ll (n_0 v_s^3)_{crit}$ のとき (27) 式の第二項は無視することができる。 $T_{gr,max}$ を T_{melt} と置き換えると、粒子が融解するための衝撃波の速度の条件を求めることができる：

$$\begin{aligned} v_{s,melt} &= \left(\frac{12}{5}\right)^{\frac{3}{5}} \left(\frac{\varepsilon_{em} \sigma_{SB} T_{melt} kT}{(\gamma - 1) \bar{m}_1 n_0 \bar{m}}\right)^{\frac{1}{5}} \\ &= 7.9 \times \left(\frac{n_0}{7.4 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}}\right)^{-1/5} \left(\frac{T}{2000 \text{ K}}\right)^{1/5} \text{ km s}^{-1}. \end{aligned} \quad (30)$$

求めた $v_{s,melt}$ は衝撃波前の密度 $n_0^{-1/5}$ に比例する。 $n_0 < n_{0,crit}$ であるとき $n_0 v_{s,melt}^3 < (n_0 v_s)_{crit}$ となるので、粒子が融解するための衝撃波の速度は次のように与えられる。

$$v_s \geq v_{s,melt} = 7.9 \times \left(\frac{n_0}{7.4 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}}\right)^{-1/5} \times \left(\frac{T}{2000 \text{ K}}\right)^{1/5} \text{ km s}^{-1} \text{ for } n_0 \ll n_{0,crit}. \quad (31)$$

を得る。以上より、

$$nkT = n_0 \bar{m}_1 v_s^2$$

(25) 式と (31) 式より粒子が融解する速度の条件を得る：

$$v_s \geq v_{s,melt} = \begin{cases} 7.5 \text{ km s}^{-1} & \text{for } n_0 \gg n_{0,crit} \\ 7.9 \times \left(\frac{n_0}{7.4 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1/5} \times \left(\frac{T}{2000\text{K}} \right)^{1/5} \text{ km s}^{-1} & \text{for } n_0 \ll n_{0,crit} \end{cases} \quad (32)$$

この条件は我々の数値計算結果とよく一致する。より密度が低い領域 ($n_0 < n_{0,crit}$) での条件は Cassen (1996) によっても同様に求められている。Cassen (1996) は等温近似を用いたが、我々は等圧近似を採用した。Cassen (1996) では密度がより高い領域での衝撃波速度の条件は求めている。

衝撃波の速度が十分大きく、潜熱 L_{melt} と L_{evap} が粒子の運動エネルギーに比べ無視できるほど小さいとすると、粒子が完全に蒸発する最小の衝撃波速度を算出するために (32) 式を求めた議論を適用できるかもしれない。(25) 式と (28) 式において T_{melt} の代わりに T_{evap} を代入すると、臨界の速度と密度は

$$v_{s,crit,evap} = v_{s,crit} \sqrt{\frac{T_{evap}}{T_{melt}}} = 7.9 \text{ km s}^{-1} \quad (33)$$

と

$$n_{0,crit,evap} = n_{0,crit} \left(\frac{T_{evap}}{T_{melt}} \right)^{\frac{3}{2}} = 8.6 \times 10^{13} \left(\frac{T}{2000\text{K}} \right) \text{ cm}^{-3}. \quad (34)$$

粒子が蒸発するための衝撃波の基準は

$$v_s \geq v_{s,evap} \equiv \begin{cases} 7.9 \text{ km s}^{-1} & \text{for } n_0 \gg n_{0,crit} \\ 8.5 \times \left(\frac{n_0}{8.6 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1/5} \times \left(\frac{T}{2000\text{K}} \right)^{1/5} \text{ km s}^{-1} & \text{for } n_0 \ll n_{0,crit}. \end{cases} \quad (35)$$

しかしながら、特に密度が高い領域では、このような基準は我々の数値計算結果とはよい一致を示さない。これは潜熱 $L_{melt} \cdot L_{evap}$ の影響や、粒子半径の変化、粒子が完全に蒸発するまでの時間、などを無視したためと考えられる。

密度が低い領域 ($n_0 < n_{0,crit}$) では、粒子の半径が増加するとコンドリュール形成に必要な衝撃波の速度は減少する傾向がある (Figs. 9-11)。(32), (35) を使うと、このことは粒子がガス摩擦でとめられた位置の温度 T が異なることにより説明できる。粒子が小さいほど早く止まる ((20) 式参照)。さらに、ガスの温度はほぼ単調に減少する。つまりは、粒子が止まった位置でのガスの温度は粒子が小さいほど高い。そのため、(32) 式と (35) 式を用いることにより、小さい粒子ほど (コンドリュール形成に) 要求される速度は大きくなるのが分かる。しかしながら、ガスの温度が要求される速度に与える影響は小さい

ので、大きい粒子と小さい粒子の違いはあまり大きくなる。つまりは、要求される速度にとって、粒子の大きさが与える影響は小さい。これが Figs. 9-11 に特徴的な違いがなかったもうひとつの理由である。

4.2 実験結果の考察

この論文では $T_{melt} = 1900\text{K}$ 、 $T_{evap} = 2100\text{K}$ と設定した。しかしながら、太陽系星雲内の環境でこの様な値を示すかは定かではない。Figs. 9-11 のグレーゾーンは T_{melt} と T_{evap} の値に敏感に影響を受ける ((25),(28),(33),(34) 式参照); T_{melt} を低くとり、 T_{evap} を高くとったときグレーゾーンは広くなる ; どちらも高くとったらグレーゾーンは右上へ向かう。そのため正確なコンドリュール形成の条件を求めるには、 T_{melt} と T_{evap} の値に注意しなければならない。さらに我々のモデルでは、粒子の溶解の実際の性質を求めるには簡易すぎるかもしれない。例えば、昇華は重要な影響を与えるかもしれない (Nagahara *et al.* 1994, Cohen *et al.* 2000)。粒子の融解と蒸発のモデルは、願わくば、将来の研究で改良したい。

実験によるとコンドリュールは冷却率が $R_{cool} \simeq 10^2 - 10^3 \text{ Kh}^{-1}$ の時のみ形成される (Hewins 1988)。これ以外の冷却率で冷えた場合コンドリュールでない別の物質になる。この論文では、正味の冷却率が実験の値とあまり変わらないことを示した (Fig. 12)。このモデルでは正味の冷却率は、媒体の光学的厚さに影響を受けるのではなく、冷却時に残っている摩擦加熱に影響を受ける、ということに注目するのは重要である (Figs. 2d, 3d, 4d, 5d)。しかしながら、観測からの推測 (e.g., Gooding and Keil 1981, Wood 1985) によると、粒子の数密度は標準的な値よりも高かったと考えられる。粒子の数密度が高く光学的に厚いとき、正味の冷却率がショック領域の光学的厚さと独立であるかどうかは分からない。光学的に厚い場合の化学反応も将来追加しなければならない。

コンドリュール形成領域での全ガス圧は、標準的な原始太陽系星雲の値 (3 AU で $\sim 10^{-6} \text{ atm}$) よりも十分に大きかったことが推測される ; そうでないと、凝縮時の蒸発によってコンドリュール組成の液体が安定にならない。(Hood and Hashimoto 1993, Jones *et al.* 2000)。我々のモデルでは後ショック領域のガス圧は、

$$p = \rho_1 v_s^2 = m_1 n_0 v_s^2 = 4 \times 10^{-3} \left(\frac{n_0}{10^{15} \text{ cm}^{-3}} \right) \left(\frac{v_s}{10 \text{ km s}^{-1}} \right)^2 \text{ atm} \quad (36)$$

となる。ショックが十分強く後ショック領域がほぼ定圧とみなせるため、この様な値となる。(36)において $p = 10^{-6} \text{ atm}, 10^{-4} \text{ atm}, 10^{-2} \text{ atm}$ を満たす $n_0 - v_s$ の関係を Figs.

9-11 に点線で示した。全ガス圧に着目すると、グレーゾーンの大部分が 10^{-14} atm かそれ以上の値となっている。衝撃波によるコンドリュール形成モデルでは、高いダスト/ガスの質量比を仮定しなくても、衝撃波によりガス圧が大きい環境が自然に生じる。Figs. 9-11 のグレーゾーンの左側の太い線、(v_s が小さく n_0 が大きい場合) 全ガス圧の制約 (Jones *et al.* 2000) を満たしている。なぜならば、この場合後ショック領域の全ガス圧は 10^{-4} atm 以上となるからである。

ここでは衝撃波の起源を特定しなかったが、原始惑星系星雲内で宇宙物理学的に見て現実的な繰り返し起こる現象が衝撃波を起こしているならば、急速な加熱冷却イベントが起こり、コンドリュールが形成されたと考えることができる。Fig. 9 で示した結果を用いれば、コンドリュール形成のために、前ショック領域の速度と密度を制限できる。それによると、ショック前の密度は高く ($n_0 \geq 10^{12} \text{ cm}^{-3}$)、ショックの速度も速く ($v_s \geq 6 \text{ km s}^{-1}$) なければならない。衝撃波の源はこの様な制約を受ける。そのことを考慮に入ると、降着による衝撃波モデル (Wood 1984, Ruzmaikina and Ip 1994) は、密度が高いという条件を満たさないの、除外できるように思われる。我々の結果を満たす有力なコンドリュール形成のための衝撃波の起源は、少なくとも2つは存在するよう思える；円盤内の渦状腕不安定性 (Wood 1996)、離心率を持った微惑星の超音速で原始惑星円盤内の運動 (Hood 1998, Weidenschilling *et al.* 1998)。言うまでもなく、ショックの起源を明確にするための詳細な研究が将来必要である。

5. 結論

我々は、後ショック領域の性質を決定する物理的・化学的過程を考慮に入れて数値シミュレーションを行った。様々な条件のショックでの、後ショック領域を通過する微粒子の熱履歴について考察を行った； $1 \text{ km s}^{-1} \leq v_s \leq 70 \text{ km s}^{-1}$, $10^8 \text{ cm}^{-3} \leq n_0 \leq 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ 。それにより以下のことを発見した。

(1) Neufeld and Hollenbach (1994) に示されている、化学反応により影響を受けた後ショック領域のガスの温度と密度の分布を確かめた。

(2) 先の研究によって示されているとおり、粒子は主に摩擦によって加熱される。

(3) 粒子が融解するための速度 v_s と密度 n_0 の条件を導き出した。初期の粒子半径が $a_0 = 0.1 \text{ mm}$ で前ショック領域の密度が十分高い ($n_0 > 10^{14.5} \text{ cm}^{-3}$) とき、必要な衝撃波の速度は、

$$6 \text{ km s}^{-1} \leq v_s \leq 7 \text{ km s}^{-1}. \quad (37)$$

前ショック領域の密度が低い ($n_0 < 10^{14.5} \text{ cm}^{-3}$) ときは

$$6 \times \left(\frac{n_0}{10^{14.5} \text{ cm}^{-3}} \right)^{-\frac{1}{5}} \text{ km s}^{-1} \leq v_s \leq 7 \times \left(\frac{n_0}{10^{14.5} \text{ cm}^{-3}} \right)^{-\frac{1}{5}} \text{ km s}^{-1}. \quad (38)$$

これらの関係は加熱率と冷却率の釣り合いによって理解される。

(4) コンドリュール形成の条件は粒子サイズにあまり依存しない。

(5) コンドリュール形成に最適の密度と衝撃波の速度は、赤道面密度 (最小質量原始太陽系モデル) とケプラー速度において、小惑星帯と木星軌道付近となる。

(6) 後ショック領域の全ガス圧は一般的に原始太陽系で考えられている値 (3 AU で 10^{-6}) よりもずっと大きい

(7) 粒子の正味の冷却率 R_{cool} は広範囲にわたる。しかしながら最終的な粒子の大きさが 1-0.1 mm のとき、正味の冷却率は $R_{cool} \sim 10^2 - 10^5 \text{ K}^{-1}$ となる。この値は実験の値から大きく外れてはいない。

(8) 正味の冷却率 R_{cool} は媒体の光学的厚さではなく粒子の摩擦加熱率により決定される。

謝辞

参考文献

参考文献

- [1] Dove, J. E., A. C. M. Rusk, P. H. Cribb, and P. G. Martin 1987. Excitation and dissociation of molecular hydrogen in shock waves at interstellar densities. *Astrophys. J.* 318, 379-391.
- [2] Hollenbach, D., and C. F. McKee 1979. Molecule formation and infrared emission in fast interstellar shocks. I. Physical Process. *Astrophys. J. Suppl.* 41, 555-592.
- [3] Hollenbach, D., and C. F. McKee 1989. Molecule formation and infrared emission in fast interstellar shocks. III. Results for J shocks in molecular clouds. *Astrophys. J.* 345, 306-336.
- [4] Iida, A., T. Nakamoto, H. Susa, and Y. Nakagawa 2001. A shock heating model for chondrule formation in a protoplanetary disk. *Icarus* 153, 430-450.
- [5] J. Geiss and G. Gloeckler 1998. ABUNDANCES OF DEUTERIUM AND HELIUM-3 IN THE PROTOSOLAR CLOUD. *Space Sci. Rev.*, 84, 239-250
- [6] 木下 宙, 1998, 天体と軌道の力学, 東京大学出版, 1-63.
- [7] 国立天文台 編, 2007, 理科年表
- [8] 倉本 圭, 坂本尚義, 2005, 太陽系における不均質な酸素同位体組成の分子雲起源説. 遊星人 第 14 巻 193-200
- [9] Lepp, S., and J. M. Shull 1983. The kinetic theory of H₂ dissociation. *Astrophys. J.* 270, 578-582.
- [10] 増田 彰正, 中川 直哉, 田中 剛, 1993, 宇宙と地球の化学, 大日本図書. 81-152.
- [11] 小沼直樹, 1987, 宇宙科学 コンドライトから見た原始太陽, サイエンスハウス, 15 - 23
- [12] Palla, F., E. E. Salpeter, and S. W. Stahler 1983. Primordial star formation: The role of molecular hydrogen. *Astrophys. J.* 271, 632-641.
- [13] Shapiro, P. R., and H. Kang 1987. Hydrogen molecules and the radiative cooling of pregalactic shocks. *Astrophys. J.* 318, 32-65.
- [14] Shu, F. H., H. Shang, and T. Lee 1996. Toward an astrophysical theory of chondrites. *Science* 271, 1545-1552
- [15] 巽 友正, 2002, 連続体の力学, 岩波書店, 215-265.

- [16] Yurimoto, H., and Kuramoto, K. 2004. Molecular cloud origin for the oxygen isotope heterogeneity in the solar system. *Science* 305, 1763-1766.