^{特集「惑星物質から見る衝突現象研究の新展開」} 「静的」高圧実験による小惑星衝突過程への アプローチ

富岡 尚敬¹

2011年3月31日受領, 2011年4月26日受理.

(要旨) コンドライト隕石が経験した衝撃圧力は,衝撃回収実験によるケイ酸塩鉱物の変形,再結晶,溶融, 相転移の組織と隕石組織との比較をもとに見積もられてきた.しかし,天然の衝突現象と室内の衝撃実験と では,衝突体のサイズに起因する圧力タイムスケールの大きな違いという本質的問題を抱えている.最近の 静的高圧実験によるケイ酸塩の相転移実験の結果は,衝撃実験に基づく従来の圧力スケールは,コンドライ トが実際に経験した圧力を過剰に見積っている可能性を示唆している.

1. はじめに

太陽系における天体の衝突は、それらのサイズ、数、 軌道、表層状態などの進化を探る上で重要な現象の一 つである、過去の衝突プロセスは鉱物の衝撃変成組織 や元素同位体分別という形で隕石や宇宙塵等の惑星物 質に記録されており、それらの母天体での衝突規模と メカニズム、天体内部の元素移動と分化プロセスを理 解する鍵となる、周知の通り、隕石の多くは落下時の 観測データに基づく軌道計算及びスペクトル観測から、 小惑星帯起源と考えられている、小惑星帯では小天体 同士の高速衝突が頻繁に生じ、非常に短い時間ではあ るが地球深部に相当する高温高圧状態が達成される。

衝撃圧縮過程においては、質量保存則によりP= $\rho_0 Uu_p(P: E力, \rho_0: 衝撃前密度, U: 衝撃波速度, u_p: 粒子速度)の関係が成り立つ. ここで物性が同じ$ $物質同士の衝突では、<math>2u_p \approx u_{fs}(u_{fs}: 自由表面速度 =$ 衝突速度)という近似が成り立つ. すなわち、隕石の衝撃圧力を見積もることは、過去に生じた隕石母天体の速度を知ることになる. 更にこれらをAr-Ar, Rb-Sr等の系を用いた衝撃年代決定[1-3]と組み合わせることで、衝突速度の時間変遷を追うことが可能になる.現状では、こうした隕石分析には技術的に多大な時間を要するが、得られた情報は太陽系形成モデル計算の

nao@misasa.okayama-u.ac.jp

パラメータとしても有用であると考えられる.

本稿では、物質科学的な側面からコンドライト隕石 母天体の衝突過程を理解するための新たな試みとして、 ケイ酸塩鉱物の高圧下での結晶構造変化に関する静的 高圧実験によるアプローチについて紹介する.

2. コンドライト隕石の衝撃圧力推定

従来コンドライト隕石の衝撃圧力の推定は、衝撃 回収実験によるケイ酸塩の変形、再結晶、溶融、相 転移の組織と隕石組織との比較をもとに行われてき た.Stöffler et al.[4]はこれらを総括し、全溶融(impact melt rock)を免れたコンドライトが経験した衝撃レベ ルを、6つの衝撃ステージに分類した(表1).その中 で特に強い衝撃変成組織を示す衝撃ステージは、母岩 の変形、再結晶、溶融に加え、光学顕微鏡で同定が容 易なケイ酸塩の高圧相転移で特徴づけられている.S5 ステージでは、母相の斜長石[(Na,K,Ca)(Al,Si)4Os]が 固体のまま高密度ガラス化したマスケリナイトが(図 1)、S6ステージでは、カンラン石[(Mg,Fe)2SiO4]か らスピネル相(鉱物名:リングウッダイト)への高圧相 転移が分類の指標となっている.

S3以上の衝撃ステージのコンドライトでは,低倍 率でも観察が容易な上記の相転移組織に加えて,局所 的に構成鉱物の融点を超える温度が達成され,ショッ クベインと呼ばれる溶融脈が形成されているのが特徴

^{1.} 岡山大学地球物質科学研究センター

ショック	全体的効果		局所的効果	衝撃圧 (GPa)	温度上昇 (°C)
ステージ	カンラン石	斜長石			
S1	<u>シャーブな消光</u> 、不規則割れ目			. 4 5	10.20
S2				. < 4-5	10-20
S3	<u>面状割れ目</u> 、波状消光 不規則割れ目	波状消光	メルトペイン、メルトポケット	- 5-10	20-50
S4	<u>モザイク化</u> (弱) 面状割れ目	波状消光、局所的な光学的等方化 面状変形組織	メルトベインの連結、メルトポケット	- 15-20	250-350
S5	モザイク化(強)、面状割れ目 面状変形組織	<u>マスケリナイト化</u> (固体での非晶質化)	メルトペイン・メルトポケット ・メルトダイクが卓越	15 55	200 000
S6	溶融した領域に限られる組織			45-55	600-850
	<u>固相再結晶</u> リングウッダイトへ高圧相転移	ガラス化 (溶融メルトの冷却)	メルトベイン・メルトポケット ・メルトダイクが卓越	. 75-90	1500-1750
ショックメルト	全岩溶融			, 5-50	1300-1730

表1:普通コンドライトにおけるショックステージと衝撃組織(Stöffler et al. [4])

*下線はショックステージ分類で優先される指標

的である(表1). この脈は数ミクロン〜サブミクロン スケールの微細な結晶・ガラス粒子集合体であり,光 学顕微鏡で詳細なキャラクタゼーションを行うことは 困難である.従って,電子顕微鏡による高分解能観察 が不可欠となる.電子顕微鏡技術の進歩と普及によ り,地球惑星科学においては1990年代後半以降,筆



図1:Lコンドライト中のマスケリナイト(斜長石ガラス)の光学 顕微鏡写真.(a)オープンニコル像,矢印で示された透明 鉱物がマスケリナイト.(b)クロスニコル像.マスケリナ イトは光学的等方性を示し,非晶質であることがわかる.

者らのグループ,東北大,バイロイト大,アリゾナ州 立大等を中心とするグループは,透過電子顕微鏡(以下, TEM)を用いたコンドライトやエコンドライトの衝撃 溶融脈の観察を競い合って行ってきた.その結果,地 球深部研究の過程で高圧合成はされていたものの,天 然では報告例のなかった数々のケイ酸塩高圧相を発見 するに至った.輝石の高圧相であるイルメナイト相(鉱 物名:アキモトアイト)[5,6],ペロブスカイト相(鉱 物としては未認定)(図2)[6],ポストスピネル相(ペロ ブスカイト相とマグネシオブスタイトへの分解相)[7], 斜長石の高圧相であるホランダイト相(鉱物名:リン グンアイト)[8,9] 等である.

こうした衝撃溶融脈の鉱物学的記載を行うなかで, 我々はコンドライトが経験した衝撃圧力を推定する上



図2: 衝撃ステージS6に相当する衝撃変成を受けたコンドライト 中の(Mg,Fe) SiO₃ペロブスカイト(Pv). 母相の単斜エンス タタイト(Cen)から直接高圧相転移している.

での大きな問題に直面した. これまでの相平衡実験 によれば、上述したケイ酸塩高圧相のほとんどは、そ の安定領域が約22 GPa以下の圧力範囲に収まってお り. 唯一30 GPa以上でも安定なペロブスカイト相でも, その圧力下限は22 GPaである[10]. 一方. 衝撃圧実験 に基づく圧力スケールでは、ケイ酸塩高圧相を含む隕 石(S6)の圧力は45-90 GPaに相当する(表1)[4]. 静 的圧縮実験により決定された高圧相の安定領域と動的 圧縮実験による衝撃組織から見積もられた圧力との間 には、最大で70 GPaに及ぶ極めて大きな隔たりが存 在するのである.この大きな矛盾の原因は何であろう か?従来の隕石の衝撃圧力の推定において、(1)衝撃 回収実験での試料の温度上昇が高圧相が安定な温度に 達してなかったこと、(2)高圧相転移の速度論が考慮 されていなかったこと,が主な可能性として挙げられ る. これらの原因のいずれか(あるいは両方)の効果に より、衝撃回収実験のみ基づく圧力スケールは、隕石 の衝撃圧力を過剰に見積もっていると考えられる.

(2)の可能性に関して詳しく説明したい.衝撃圧縮 過程において, 圧力の保持時間とは衝突面から伝播し た衝撃波が物体背面に到達し, そこで反射した希薄波 が圧縮領域を通過し, 膨張し始めるまでの時間である. すなわち保持時間は衝突物体の大きさに依存してい る.衝撃回収実験においては,通常試料の厚みは数ミ リ程度で,圧力保持時間はマイクロ秒に相当する.一 方,大きさが数キロ以上のコンドライト母天体におけ る衝撃イベントでは,隕石の衝撃溶融脈の相転移組織 やCa, Mnイオンの拡散プロファイルから,圧力保持 時間が数十ミリ秒~数秒と見積もられており,衝撃回 収実験と比較して4桁以上の開きがある[11,12].この 圧力保持時間の差は,隕石を構成する鉱物の高圧相転 移に「遅れ」を生じさせ,相転移の開始・完了の圧力 に影響を与えている,というのが筆者の仮説である.

3. 斜長石の圧力誘起非晶質化

上記の仮説を検証する試みの一つとして,Stöffler et al.[4]のコンドライト隕石の衝撃ステージ分類でS5 の指標となっている,母相の斜長石から形成された高 密度ガラス(マスケリナイト)に着目し,その形成圧力 の実験的検証を試みることにした。

本実験の詳細に入る前に,静的高温高圧実験に基

づく斜長石の相平衡について述べておく.レーザー 加熱ダイヤモンドアンビルセルによる過去の研究に よれば,コンドライト中の斜長石の代表であるアル バイト(NaAlSi₃O₈)は,圧力の上昇に伴いヒスイ輝石 (NaAlSi₂O₆) + 石英(SiO₂),ヒスイ輝石+コーサイト (SiO₂),ヒスイ輝石+スティショバイト(SiO₂)に分解, その後20 GPa付近でホランダイト型NaAlSi₃O₈(リン グンアイト)一相に戻った後,CaFe₂O₄型NaAlSiO₄と スティショバイトに再び分解する[13].但し,最近の 川井型マルチアンビル装置による,より広い温度範囲 における研究は,NaAlSi₃O₈ホランダイトは安定領域 を持たない準安定相であることを報告している[14].

衝撃圧縮でも同様な相転移が予想されるが,これま で衝撃実験で上記の高圧結晶相が回収できた例はない. 斜長石は,構成原子の長距離拡散を必要とする熱力学 的に安定な高圧結晶相ではなく,原子のわずかな変位 により構造の周期性が失われて準安定相の高密度ガラ スとなる.これまでアルバイト(NaAlSi₃O₈)-アノー サイト(CaAl₂Si₂O₈)系で衝撃回収実験が行われ,その 効果が詳しく調べられている[15-17].動的圧縮で斜 長石が非晶質化する圧力はNa/Ca比が高いほど大き く,アルバイト端成分に近い化学組成では,50 GPa でも完全には非晶質化しないことが報告されている [17].

一方,斜長石の非晶質化に関する静的圧縮実験はこ れまでほとんど例がない.ダイヤモンドアンビルセル (DAC)と赤外・ラマン分光法による,アルバイト及 びアノーサイトの研究 [18-20] があるが,いずれの実 験も室温でのみ行われており,温度上昇を伴う衝撃変 成を議論するには十分なものではなかった.しかし最 近,Kubo et al.[21]は川井型マルチアンビル装置とそ の場放射光X線回折による相転移実験,筆者らは外熱 式DACとラマン分光・TEMによる非晶質化実験を行 い[22],重要な知見を得たので以下に紹介する.

4. 静的高圧実験による斜長石の 非晶質化

筆者らの研究では、衝撃実験より長い圧力保持時間 をとることのできるDACを用いて斜長石の高圧相転 移実験を行った [22]. 試料として天然のアルバイト単 結晶(化学組成はAb_{98.8}An_{0.1}Or_{1.1}, Ab: NaAlSi₃O₈, An: CaAl₂Si₂O₈, Or: KAlSi₃O₈)を粒径約5-30 ミクロンに砕



いたものを用いた.この粉末を直径100ミクロンの穴 の空いたレニウムガスケットに詰め、衝撃実験と同様 の一軸圧縮になるよう圧力媒体を用いず,試料を直接 DACで目的の圧力まで加圧した.高温発生はDACの 外側に取り付けたニクロムヒーターにより行った.試 料は目的の温度圧力条件で30分ほど保持,室温に冷 却した後で圧力を開放した.圧力は加熱冷却の過程で 数GPaの変動が生じたが,いずれのrunにおいても室 温への冷却後に最も高い圧力を示した.そのため、本 研究では冷却後の圧力をrunの圧力とした.実験の圧 力範囲は,室温で20-39 GPa,170℃で21-41 GPa,270 ℃で24-31 GPaである.試料はDACから回収して、



図3:アルバイト(NaAlSi₃O₈)の加圧実験の回収試料のラマンス ペクトル.(a)室温で加圧した試料.黒丸で示されたブロー ドなピークはマスケリナイト,十字は圧力測定用ルビー蛍 光線のゴーストピーク,星印は帰属不明のピークを示す. 矢印は斜長石の存在の基準としたラマンピーク.(b)170 ℃で加圧した試料のラマンスペクトル.(c)270℃で加圧 した試料のラマンスペクトル.

レーザーラマン分光による相同定を行った.また,一 部の試料はTEMによる電子線回折でも構造を確認した.

図3に回収試料のラマン分光観察の結果を示す.室 温での圧縮において,常圧でシャープに見える斜長石 からのラマンピーク(291 cm⁻¹, 479 cm⁻¹, 508 cm⁻¹が強 度の大きいピークの波数)は圧力の増加と共に強度が 低下する(図3a).代わりに,32 GPa程度の圧力から 非晶質相を示すブロードなラマンピークが出現した. 斜長石のピークは39 GPaで全て消滅し,試料全体が 非晶質化したことが分かる.本研究では,非晶質化 が完了した圧力を「非晶質化圧力」と呼ぶことにする. 170 ℃での加圧では,非晶質化圧力はほとんど変わら ず38 GPaであったが(図3b),270 ℃では大きく低下し, 31 GPaで完全に非晶質化した(図3c).

図4はTEMによる観察結果である. 斜長石のシャ ープなラマンピークを示す27 GPaで加圧した試料で は、いずれの粒子の電子線回折像も結晶からの明瞭な 逆格子パターンを示した(図4a). ラマンスペクトル では部分的な非晶質化を示している33 GPaで加圧し た試料では,一部の粒子の回折像は数十nm程度の極 微粒子からのリングパターンであるが(図4b),ほと んどの粒子の回折像は非晶質相からのハローパターン であった(図4c). 37GPaで加圧した試料は全ての粒 子が非晶質であることが確認され(図4d),TEMによ るサブミクロンスケールでの観察結果はラマン分光の ものと整合的であった.3項で述べた斜長石の結晶高 圧相はいずれの試料にも見られなかった.

5. 衝撃圧力スケールの見直し

本研究では加熱冷却時の大きな圧力変動による制約 から,試料加熱は270 ℃程度にとどまったが,Kubo et al.[21]もアルバイト(Ab₉₈)の高温高圧下でのその場 放射光X線回折実験を行い,アルバイトの完全な非晶 質化を950 ℃以上の条件で確認している.これらの結 果をまとめたものを図5に示す.室温ではアルバイト の非晶質化圧力は37 GPa程度であるが,温度上昇に 伴い低下する傾向が見られた.同じ傾向はラブラドラ イト(Ab₄₅)においても確認された[21].

圧力誘起非晶質化は、これまで様々な酸化物やケイ

酸塩でも確認されている.例えば,Hemley et al.[23] はSiO₂結晶の石英とその高圧相であるコーサイトが, 室温での圧縮において25-35 GPaの圧力範囲で非晶質 化することを報告した.彼らはSiO₂の溶融曲線のdP/ dTが高圧側では負の勾配を持ち(常圧付近では正の勾 配),そのカーブを室温へ延長した時の圧力が,結晶 相からメルトに構造の近い非晶質相への転移圧に相当 する (pseudo-melting)と考えた.斜長石とマスケリナ イトの相境界は負の勾配を持つことから,同様の現象 が起こったと説明することができる.Kubo et al.[21] はこのような温度上昇に伴う斜長石の非晶質化圧力の 低下を,実際の隕石の衝撃圧力を推定する上で考慮す べきであると指摘した.

しかしながら,過去の衝撃回収実験[15,16]と同様 に,静的高圧実験[21,22]のタイムスケールにおいて も斜長石ーマスケリナイト相転移境界は明瞭には見 られず,この2相が共存する圧力領域が幅広く存在す る.従って,斜長石の高圧相転移に関して,平衡論的 に温度の効果を考慮するだけでは不十分であり,速度 論的な解釈も必要があると思われる.前述のように, アルバイト端成分に近い斜長石(Ab99)の衝撃回収実験 (圧力保持時間:10⁶秒)では,50 GPaにおいても完全 な非晶質化は見られない[17].この時の衝撃温度は見



図4: 室温で加圧したアルバイトの透過電子顕微鏡像と電子線回折像.(a)27 GPaで加圧した試料.回折像は各結晶面から のスポットが規則的にならんだ逆格子であり,単結晶を示している.(b)33 GPaで加圧.極微粒子(粒径100 nm以下) がランダムな結晶方位を持って集合体をなしているため,各結晶面の回折スポットはリング状に配列している.(c), (d)はそれぞれ33 GPa, 37 GPaで加圧した試料.ガラスは周期的構造を持たないため,回折像はハロー状である.丸印 は回折像を取得した領域.



図5:アルバイトの非晶質化圧力と温度の関係、四角、丸、菱形 はそれぞれ、斜長石、斜長石+マスケリナイト、マスケリ ナイトを示す、白抜きの記号はラマン分光による同定、黒 色の記号は電子線回折による同定、灰色の記号はX線その 場回折実験(Kubo et al.[21])による結果を示す。

積もられていないが,室温より高い温度を経験したこ とは明らかである.一方,Ab988斜長石の静的高圧実験 (10³秒)では,室温での加圧においてさえ非晶質化が 37 GPaで完了し[22],衝撃回収実験より10 GPa以上 低い非晶質化圧力を示す.同じ温度では静的高圧実験 と衝撃圧縮による非晶質化圧力の差は,更に広がるこ とになる.言い換えると,同じ温度圧力でも圧力保持 時間が短くなるほど斜長石からマスケリナイトへの相 転移量は小さくなることを示唆している.

Stöffler et al.[4]による衝撃圧力スケールでは、コン ドライト中のマスケリナイト(普通コンドライト中の 斜長石の化学組成はAb₇₉₈₉程度 [24])の形成には30-90 GPaの圧力(S5-6)が必要であると見積もられてきた (表1)[4].他方、2項で述べたように、衝撃圧力の高 いS5-6の普通コンドライトのこれまでのTEM観察で は、衝撃溶融脈中にカンラン石の高圧相であるワズレ アイト、リングウッダイト、輝石の高圧相である、ア キモトアイト、メージャライト、ペロブスカイト相が 見いだされている[25,26].しかし、これらの高圧相の 組み合わせと相平衡データから見積もられるピーク圧 力の範囲は、13-26 GPa程度でしかない.

本研究では圧力保持時間を系統的に変えた実験を行 っていないため,現段階では斜長石非晶質化に対する 速度論的効果について定量的なことは言えないが,圧



図6: Lコンドライト組成メルトの高圧下での急冷組織.(a) Tenhamコンドライトの衝撃溶融脈の反射電子像.(b)川井 型マルチアンビル装置により,23 GPaの圧力下で急冷し たコンドライトメルト. Majは輝石高圧相のガーネット相 (メージャライト),メージャライトの粒間の明るい領域は 金属鉄,硫化鉄,鉄酸化物の混合物,暗い領域はケイ酸塩 である.

力保持時間が10⁶秒しかない衝撃実験に基づく圧力ス ケールは、特にS5以上の高い衝撃ステージのコンド ライト(10²-10⁰秒)の衝撃圧力を過剰に見積っている 可能性がある.真の圧力到達値はケイ酸塩高圧相の相 平衡から見積もられる値に近いかもしれない.今後, 隕石の衝撃変成に実験結果をきちんと適用するために ,温度・化学組成といった効果も加味した相転移速度 論データ,粒径を考慮した相転移メカニズムの違いを 詳細に検討する必要がある.

衝撃回収実験による圧力スケールを多角的に再検討 するために,筆者は上で述べた固相相転移の検証だけ でなく,川井型マルチアンビル高圧装置を用いて,コ ンドライトメルトの高圧下での結晶化実験も行ってい る.予備的な結果ではあるが,S6に相当する普通コ ンドライトの衝撃溶融脈の組織や鉱物組み合わせが, 23 GPa程度の圧力条件でのコンドライトメルトの急 冷結晶化でよく再現されており(図6),S5-6のコンド ライトの衝撃ピーク圧力は30 GPaを大きく越えない とする本研究の結果とも矛盾ない.今後,温度一圧力 ー時間履歴と衝撃組織との関係を実験的に精査し,実 際の隕石と比較検討する必要があろう.

6. まとめ

隕石の衝撃変成はサブミリ秒~数秒という極めて短 い時間に、2000℃以上の温度,数十GPaもの圧力変化 を生じる現象であり、温度-圧力-時間履歴を精密に議 論することは不可能に近い. 最高到達圧力は母天体の 相対衝突速度を知る上で最も重要なパラメータの一つ であるが、残念なことにそれすら断定的なことが言え ないのが現状である. それでも今後, 隕石の衝撃組織 の記載、温度-圧力-時間履歴のモデル計算、衝撃実験 に加え、筆者らが行っている天体の衝突過程を意識し た静的高圧実験の結果とを比較することで、衝撃変成 過程をより正確に読み解き、太陽系初期における小天 体の運動やサイズに重要な制約を与えることができる と考えている、この目標に向けて筆者は現在、DAC を用いた高温高圧時間分解ラマン測定システムの開発 を行っており、基礎的な情報である相転移の速度論的 データを蓄積していく予定である.

謝 辞

DACによる実験では、永井隆哉氏、國方篤氏、近 藤瞳氏に、川井型マルチアンビル装置による実験では、 伊藤英司氏、桂智男氏に、ラマン分光測定においては 神崎正美氏のご助言、ご協力をいただきました. 査読 者の久保友明氏からは、本稿に対して多くの有益な助 言をいただきました. また、本特集に執筆する機会を 与えてくださいました和田浩二氏をはじめ、衝突研究 会世話人の皆様にお礼申し上げます.

参考文献

- [1] Nakamura, N. and Okano, O., 1985, Nature 315, 563.
- [2] Bogard, D. D., 1995, Meteoritics 30, 244.
- [3] Swindle, T. D. et al., 2009, Meterit. Planet. Sci. 44, 747.

- [4] Stöffler, D. et al., 1991, Geochim. Cosmochim. Acta 55, 3845.
- [5] Sharp, T. et al., 1997, Science 277, 352.
- [6] Tomioka, N. and Fujino, K., 1997, Science 277, 1084.
- [7] Miyahara, M. et al. 2011, PNAS 108, 5999.
- [8] Gillet, P. et al., 2000, Science 287, 1633.
- [9] Tomioka, N. et al., 2000, Geophys. Res. Lett. 27, 3997.
- [10] Presnall, D., 1995, in Mineral Physics & Crystallography, 248.
- [11] Ohtani, E. et al., 2004, Earth Planet. Sci. Lett. 227, 505.
- [12] Beck, P. et al., 2005, Nature 435, 1071.
- [13] Liu, L., 1978, Earth Planet. Sci. Lett. 37, 438.
- [14] Liu, X., 2006, Earth Planet. Sci. Lett. 246, 317.
- [15] Ostertag, R., 1983, J. Geophys. Res. 88, B364.
- [16] Stöffler, D. et al. 1986, Geochim. Cosmoshim. Acta 50, 889.
- [17] Velde, B. et al., 1989, Phys. Chem. Minerals 16, 436.
- [18] Williams, Q. and Jeanloz, R., 1989, Nature 338, 413.
- [19] Williams, Q., 1998, in Properties of Earth and Planetary Materials at High Pressure and Temperature, 531.
- [20] Daniel, I. et al., 1997, J. Geophys. Res. 102, 10313.
- [21] Kubo, T. et al., 2010, Nature Geosci. 3, 41.
- [22] Tomioka, N. et al., 2010, Geophys. Res. Lett. 37, L21301.
- [23] Hemley, R. et al., 1988, Nature 334, 52.
- [24] Van Schmus, W. R. and Ribbe, P. H., 1968, Geochim. Cosmochim. Acta 32, 1327.
- [25] Xie, Z. et al., 2006, Meteorit. Planet. Sci. 41, 1883.
- [26] Ozawa, S. et al., 2009, Meteorit. Planet. Sci. 44, 1771.