## 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<sup>1</sup>

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 $P=\rho_0Uu_p(P:ED, \rho_0:$ 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、 $2u_p \approx u_{fs}(u_{fs}:$ 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

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) $_4$ O $_8$ ]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) $_2$ SiO $_4$ ]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

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>シャープな消光</u> 、不規則割れ目			< 4-5	10-20
S2	<u>波状消光</u> 、不規則割れ目				
\$3	<u>面状割れ目</u> 、波状消光 不規則割れ目	波状消光	メルトベイン、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	100-150 250-350
S5	モザイク化(強)、面状割れ目 面状変形組織	マスケリナイト化 (固体での非晶質化)	メルトベイン・メルトポケット ・メルトダイクが卓越		
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 (容融メルトの冷却)	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
ョックメルト	全岩溶融			. /5-90	1500-1750

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])

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

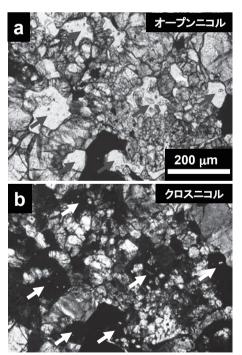


図1: Lコンドライト中のマスケリナイト(斜長石ガラス)の光学 顕微鏡写真. (a) オープンニコル像, 矢印で示された透明 鉱物がマスケリナイト. (b) クロスニコル像, マスケリナ イトは光学的等方性を示し, 非晶質であることがわかる.

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

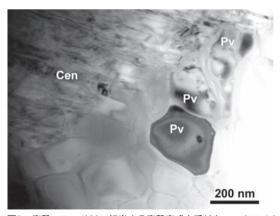


図2: 衝撃ステージS6に相当する衝撃変成を受けたコンドライト中の(Mg,Fe)SiO $_3$ ペロブスカイト(Pv). 母相の単斜エンスタタイト(Cen)から直接高圧相転移している.

<sup>\*</sup>下線はショックステージ分類で優先される指標

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

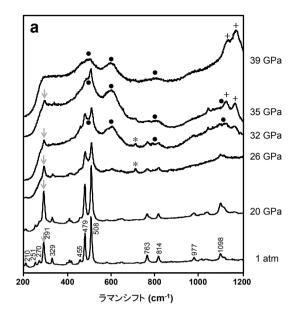
づく斜長石の相平衡について述べておく. レーザー加熱ダイヤモンドアンビルセルによる過去の研究によれば、コンドライト中の斜長石の代表であるアルバイト (NaAlSi<sub>3</sub>O<sub>8</sub>)は、圧力の上昇に伴いヒスイ輝石 (NaAlSi<sub>2</sub>O<sub>6</sub>) + 石英(SiO<sub>2</sub>)、ヒスイ輝石 + コーサイト (SiO<sub>2</sub>)、ヒスイ輝石 + スティショバイト (SiO<sub>2</sub>)、ヒスイ輝石 + スティショバイト (SiO<sub>2</sub>) に分解、その後 20 GPa付近でホランダイト型 NaAlSi<sub>3</sub>O<sub>8</sub>(リングンアイト)ー相に戻った後、CaFe<sub>2</sub>O<sub>4</sub>型 NaAlSiO<sub>4</sub>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、NaAlSi<sub>3</sub>O<sub>8</sub>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].

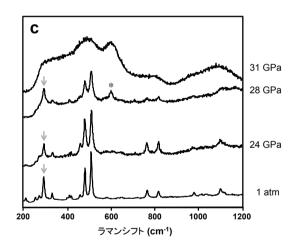
衝撃圧縮でも同様な相転移が予想されるが、これまで衝撃実験で上記の高圧結晶相が回収できた例はない、斜長石は、構成原子の長距離拡散を必要とする熱力学的に安定な高圧結晶相ではなく、原子のわずかな変位により構造の周期性が失われて準安定相の高密度ガラスとなる。これまでアルバイト  $(NaAlSi_3O_8) - P / -$  サイト  $(CaAl_2Si_2O_8)$  系で衝撃回収実験が行われ、その効果が詳しく調べられている [15-17]. 動的圧縮で斜長石が非晶質化する圧力は Na/Ca 比が高いほど大きく、アルバイト端成分に近い化学組成では、50 GPaでも完全には非晶質化しないことが報告されている [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<sub>988</sub>An<sub>0.1</sub>Or<sub>1.1</sub>, Ab: NaAlSi<sub>3</sub>O<sub>8</sub>, An: CaAl<sub>2</sub>Si<sub>2</sub>O<sub>8</sub>, Or: KAlSi<sub>3</sub>O<sub>8</sub>) 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.

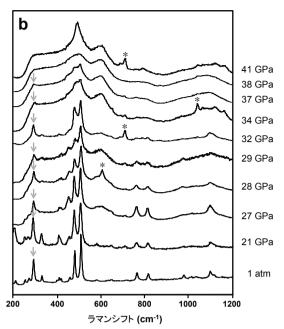


図3: アルバイト(NaAISisOs)の加圧実験の回収試料のラマンスペクトル. (a) 室温で加圧した試料. 黒丸で示されたブロードなピークはマスケリナイト, 十字は圧力測定用ルビー蛍光線のゴーストピーク, 星印は帰属不明のピークを示す. 矢印は斜長石の存在の基準としたラマンピーク. (b) 170℃で加圧した試料のラマンスペクトル. (c) 270℃で加圧した試料のラマンスペクトル.

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<sup>-1</sup>, 479 cm<sup>-1</sup>, 508 cm<sup>-1</sup>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  $\mathbb C$ 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  $\mathbb C$ 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  $\mathbb{C}$ 程度にとどまったが、Kubo et al.[21]もアルバイト( $Ab_{98}$ )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  $\mathbb{C}$ 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( $Ab_{45}$ )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SiO<sub>2</sub>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SiO<sub>2</sub>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(Ab<sub>99</sub>)の衝撃回収実験(圧力保持時間:10<sup>6</sup>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

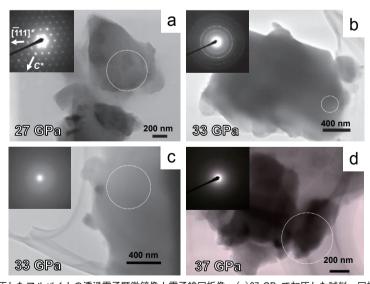


図4:室温で加圧したアルバイトの透過電子顕微鏡像と電子線回折像. (a)27 GPaで加圧した試料. 回折像は各結晶面からのスポットが規則的にならんだ逆格子であり,単結晶を示している. (b)33 GPaで加圧. 極微粒子(粒径100 nm以下)がランダムな結晶方位を持って集合体をなしているため,各結晶面の回折スポットはリング状に配列している. (c), (d)はそれぞれ33 GPa,37 GPaで加圧した試料. ガラスは周期的構造を持たないため,回折像はハロー状である. 丸印は回折像を取得した領域.

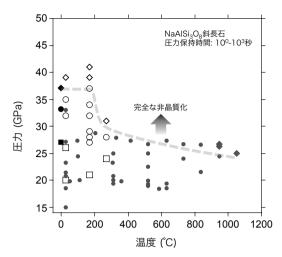


図5:アルバイトの非晶質化圧力と温度の関係、四角、丸、菱形はそれぞれ、斜長石、斜長石+マスケリナイト、マスケリナイトを示す、白抜きの記号はラマン分光による同定、黒色の記号は電子線回折による同定、灰色の記号はX線その場回折実験(Kubo et al.[21])による結果を示す。

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、Ab<sub>988</sub>斜長石の静的高圧実験 (10<sup>3</sup>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 $Ab_{79:89}$ 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

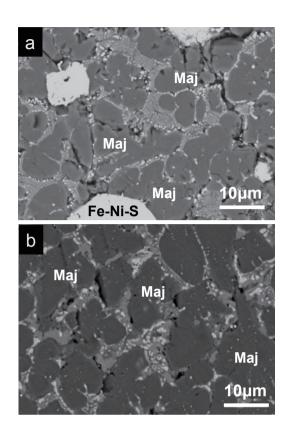


図6: Lコンドライト組成メルトの高圧下での急冷組織.(a) Tenhamコンドライトの衝撃溶融脈の反射電子像.(b)川井型マルチアンビル装置により、23 GPaの圧力下で急冷したコンドライトメルト. Majは輝石高圧相のガーネット相(メージャライト)、メージャライトの粒間の明るい領域は金属鉄、硫化鉄、鉄酸化物の混合物、暗い領域はケイ酸塩である。

力保持時間が $10^6$ 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 $(10^2-10^0$ 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, 温度一圧力一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] Willliams, 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.