

# 学位論文

石膏に対する斜め衝突クレーター形成  
において発生する破片の速度質量分布：  
2つの破片群の定義とその放出機構

Mass-velocity distribution of fragments in  
oblique impact cratering on gypsum:  
Two groups of fragments and their  
ejection mechanisms

平成 19 年 1 月 論文博士（理学）申請

東京大学大学院理学系研究科  
地球惑星科学専攻  
小野瀬 直美

## 謝辞

本研究を博士論文としてまとめるにあたり、多岐にわたるそして多大なる援助をしてくださいました、独立行政法人宇宙航空研究開発機構宇宙科学研究本部固体惑星科学研究系主幹の加藤學教授に心より感謝の意を表します。また、本論文の審査にあたり、様々な有益なるアドバイスを、ご激励をくださった宮本正道教授、比屋根肇助教授、早川基教授、荒川政彦助教授、佐々木晶教授の皆様々に心より感謝いたします。

本研究を遂行するには、宇宙航空研究開発本部、宇宙科学研究本部惑星研究系の門野敏彦博士、中村昭子助教授、長谷川直博士、北澤幸人博士、岡田達明助教授、安部正真博士、矢野創博士、奥平恭子博士、矢田達博士、本田親寿博士をはじめとする皆様との度重なる議論、そして研鑽が欠かせないものでした。そして、客員教授として藤原研究室にいらっしゃった、Keith A. Holsapple 教授、Patrick Michel 教授には、今までとは違う新鮮な視点を学ばせていただきました。本当にありがとうございました。

本研究中に使われた、石膏の音速の測定は中澤暁博士、圧縮密度の計測は瀬籐真人氏の協力のもとに取得できたものです。また、実験を行うにあたっては、石膏断面の拡大撮影にご協力くださった木部教授、高速度衝突実験のための技術的協力を頂いた矢守章博士、宇宙航空研究開発機構、宇宙科学研究本部の映像記録班の皆様、工作室の皆様、本当にありがとうございました。

衝突実験のうちの一部は、宇宙航空研究開発機構宇宙科学研究本部スペースプラズマ共同研究設備を利用して行ったものです。

画像解析の中の大部分は、NIH-image を使用したものです。

投稿論文の審査員であり、有益なご意見、ご質問を頂いた Elisabetta Pierazzo 博士、Erick Asphaug 教授、Stanley G. Love 博士に感謝の意を表します。

研究活動を行うにあたり、影で支えてくださった惑星研究系秘書の矢島輝美さん、内藤智恵子さん、山村玲子さん、いろいろとありがとうございました。

そして、博士過程入学よりご指導頂きました

藤原顯教授に多大なる感謝の意を表します。藤原顯教授の存在なしにはこのような研究をやり遂げることは不可能であったでしょう。

## Abstract

固体表面を持つ天体の表面に無数に存在するクレーターは、これらの天体の表面が衝突により変化し続けてきたことを物語っている。衝突により砕かれ放出された岩石が、再び天体表面に降り積もることができれば、その表面に衝突クレーター形成に由来するレゴリスが形成されることになる。小型の小惑星のように自己重力の小さな天体の上への衝突クレーター形成、そして放出された破片によるレゴリス形成などの天体表面の進化を考察するためには、放出される破片の速度と質量の分布を、遅い破片にも着目して求めることが必要である。しかし、多孔質固体に対する衝突クレーター形成実験における破片速度の計測例はまだ少なく、破片の放出に関するモデルも、高速度の放出である *jetting* に対するもの、クレーター周縁部から放出される *spall* 破片に対するものしか存在しない。

本研究では、密度  $920 \pm 44 \text{ kg/m}^3$  空隙率 60 % の石膏ターゲットに対して、直径 7 mm のナイロン球を  $4.2 \pm 0.4 \text{ km/sec}$  の速度、0 (垂直) ~ 70 度の角度で衝突させてクレーター形成実験を行い、発生した破片の速度、ターゲット表面からの放出時刻、そして破片の初期位置を高速度カメラの画像を用いて非接触で測定した。また、動画上での各破片の影の面積から破片質量の推定を行った。速度計測を行うことのできた破片の速度とサイズの範囲は実験により異なるが、たとえば 0.2 から 400 m/sec の速度をもち、0.06 mg 以上の推定破片質量をもつ破片を 1100 個測定することに成功した。本研究において速度計測を行った破片の総数は 5473 個である。

Onose and Fujiwara (2004a) に示されるように、これらの破片は、衝突から 5 msec 以内に放出される *spall* 破片を中心とする「早期放出破片群」と、やや遅れてターゲット表面と垂直方向に放出される「後期放出破片群」とに分けることができる。これらのうち、早期放出破片群は、その初期位置から Melosh (1984) に述べられている *spall* 破片に対応すると考えられ、その初期位置と破片速度の関係、ならびに破片質量と破片速度の関係は *spall* 破片に対して述べられているものと調和的である。一方で、本研究において初めて識別された後期放出破片群の特徴は、衝突から 5 msec 以降に、クレーター中心にある楕円形の *pit* (深さ 24 mm、半径 13 mm) から、放出速度 12 m/sec 以下で、ターゲット表面から垂直に、多数の細かい破片が放出されるというものであり、これらを、Z-モデル (eg. Maxwell 1973, 1977) などの既存の理論で説明することは困難である。

Onose and Fujiwara (2006a) においては、剪断破壊 (Shear-Fractured, SF)-面の外側に存在するターゲットの遠方領域が、衝突に対して弾性的に振る舞うことによって後期放出破片群が放出された可能性を考える。衝突後のターゲットの切断面には、剪断破壊された領域とその外側の *hoop stress* に対し弾性的に応答することが可能である遠方領域が同心円状に存在することが確認された。以降、この両者の境界を SF-面と呼ぶ。これをもとに、衝突によりターゲット表面から 12 mm の深さに等圧核が形成され、ここから衝撃波が同心円状に伝播し、半径約 20 mm にある SF-面において、石膏の圧縮破壊強度 (12 MPa) まで減衰したと仮定した。半径方向に圧縮応力を受けるのと同時に、周方向には引っ張り応力を受け、ここに弾性歪みが蓄積されていく。弾性波の通過後、SF-面に加わる外力がなくなると、ターゲットの遠方領域に蓄積された弾性歪みが回復

する。これに伴い SF-面は中心に向かう速度を持ち、その内側に存在する剪断破壊された石膏粉を内向きに加速する。SF-面によって石膏粉に加えられる速度のうち pit の中心軸に向かうものは互いにうち消し合い、残ったターゲット表面に垂直な速度成分により石膏粉が表層にあるものから順に放出され、後期放出破片群として測定されたと仮定する。

本モデルでは、第一次近似として SF-面を代表する半径 20 mm の球形の空洞を持つ無限弾性体を考え、この球空洞の表面に、圧力 10MPa、継続時間  $3\mu\text{sec}$  の弾性矩形波が垂直外向きに作用すると仮定し、SF-面の変位と速度の時間的変化を Green 関数を用いて求めた。実際のクレーター形成では SF-面の内側には剪断破壊された石膏の層が存在するが、本モデルでは単純化のため矩形波の通過後の SF-面を自由端と仮定した。石膏のヤング率を  $4 \times 10^9 \text{ Pa}$ 、ポアソン比を 0.2、密度を  $920 \text{ kg/m}^3$  とすると、弾性波の通過直後の SF-面の半径方向の速度は内向きに 1.5 m/sec である。この値は、後期放出破片群を放出速度ビンごとに分けたときの最頻値 1.5 から 4 m/sec と調和的である。しかしながら、跳ね返りの継続時間を SF-面の跳ね返り速度がその最大値の 0.1 倍になるまでの時間であると仮定するとき、その値は 0.02 msec であり、これは、後期放出破片群の放出が衝突から 5 から 50 msec に渡って継続することと比較して非常に短い。

SF-面で生じた内向きの動きは、剪断破壊された石膏粉の中を音速で伝わり、これが出口に通じる表面に達した時点で、石膏粉のうち表面に位置するものから順に、これを放出したと考えられる。Teramoto et al. (2004)によると、粉体の音速は固体のそれと較べて非常に小さく、更に粒径が小さくなるほど音速が遅くなる傾向がある。彼らのデータを粒径、物質に関して外挿すると、 $5\mu\text{m}$  サイズの石膏粉の音速は約 18 m/sec となる。よって、深さ 32 mm の SF-面で発生した上向きの速度が、飛翔体の潜り込み深さ 9 mm までを、石膏粉の音速 18 m/sec で伝わったと仮定すると、後期放出破片のうち最も表面に近い位置にあったものが初期位置から移動を開始するまでの時刻は 1.4 msec である。これと破片が初期深さからターゲット表面まで移動するのに必要な時間 0.8 msec とを合わせることで、後期群のうちもっとも上部に存在したと考えられる 10-12 m/sec の破片の放出時刻の平均値 2.5 msec のうち、2.2 msec 分を説明付けることが可能である。

斜め衝突の影響は、クレーターサイズ、形状以外にも、早期放出破片群の放出角度が非等方的であることなどに見られる。一方で、早期放出破片群の速度-質量関係には、衝突角度の影響を確認することは出来なかった。後期放出破片群においては、衝突角度の増加とともに放出角度がやや下流寄りになること、放出時刻が早めになり、早期放出破片群との分別が困難になること、放出速度がやや遅くなることが認められた。

本研究において測定された破片から、与えられた速度以下で放出されたものについての積算質量、破片の積算質量分布ならびに各ビン毎の破片数、合計質量を求めた。後期放出破片群が遅くて細かな領域に集中しているのに対し、早期放出破片群には破片の速度と質量の間に相関があるため、たとえば 2.5 m/sec 以下の比較的低速度で放出される破片は、細かい後期群と早期放出破片群のうち大きくて遅いものから構成されることになり、破片サイズの二極化が見られる。

## Abstract

Craters on the surface of many solid planetary bodies are the most evident records of the heavy collisional events that continuously take place. Some fraction of the ejecta that are produced during such events can be deposited and form a layer of regolith on the body's surface, provided that their ejection velocities are lower than the body's escape velocity. In order to discuss the impact evolution and the ejecta deposition on small asteroids, it becomes important to obtain the mass and velocity distributions of fragments produced on the impact cratering events with a focus on low velocity ones. However, the number of impact cratering experiments on porous solids with fragments velocity measurements is limited, and theoretical models to explain ejection mechanisms exist only for two kind of fragments: jetted ones with hyper velocity, and spalled ones from targets' surfaces.

In this study, oblique impact craterings were performed focusing on the slow fragments, using nylon projectiles, at velocities of  $4.2 \pm 0.4$  km/sec, and at angles ranging from 0 (vertical) to 70 degrees. Gypsum targets of density  $920 \pm 44$  kg/m<sup>3</sup> (60 % in porosity) were employed to examine the effect of target's porosity. Five high-speed video cameras are used to measure the fragments' velocities, initial positions, and ejection times from target's surface from their trajectories on movies. Fragments' masses were also estimated by areas of the fragments' silhouettes on images. In total, 5437 fragments were measured within the observational limit of 0.1 to 100 m/sec in velocity and 0.03 mg to 1 g in mass. We could track and measure 1100 fragments per impact, in maximum.

As shown in Onose and Fujiwara (2004a), observed fragments are divided in two groups according to their ejection times and velocities: (1) early fragments, which are ejected conically within a few msec after the impact, followed by (2) late fragments consist of hundreds of slow and small fragments, ejected from the bowl-shaped pit, 24 mm in depth and 13 mm in radius, almost perpendicular to the target. Early fragments correspond to the spalled ones, which are indicated in Melosh (1984) from their initial positions. Their characteristics are consistent with those of the spalled fragments: they are non-compacted and plate-like shaped fragments, they are ejected from the target's surface, and they have relations between masses and velocities, and initial positions and velocities of fragments. On the other hand, concerning to late fragments that are newly defined in this study, it is difficult to explain their characteristics with existing ejection models like the Z-model (eg. Maxwell 1973, 1977).

In Onose and Fujiwara (2006a), an ejection mechanism of late fragments, which is employing an elastic response of less damaged part of the target material to the impact induced compression wave, is introduced. The bisected target indicates two different regions: (1) shear fractured region, which is located just around the crater, and (2) far region, in which a few visible fractures exist, and in which hoop-stress can be supported. The outline of the shear-fractured region is approximated by an ellipse, 20 mm in radius, which is buried 3/4 of it under the target's surface. Hereafter, we call this boundary as SF-surface (shear-fractured-surface). The kinetic energy of the projectile deposits in the isobaric core, which is buried 12 mm under the target's surface. A compression wave transmits radially from this isobaric core, impinges on the SF-surface, pushes it outwards, and gives a part of the target neighboring to the SF-surface a circumferential tensile strain. As the far region surrounding the SF-surface can support hoop stress, strain stored in the target can be recovered elastically. At that time, the far region of the target puts the SF-surface in inward motion when it is distressed. The shear-fractured gypsum powder inside the SF-surface is pushed inward. Its velocity components toward the symmetrical axis of the pit, which is normal to the

target's surface, are canceled because of its symmetrical geometry, and the velocity component parallel to the normal of the target's surface ejects powder of gypsum normal to the target's surface.

This elastic ejection model employs an infinite elastic body having a spherical void, 20 mm in diameter, which represents the SF-surface in the gypsum target. A rectangular compressive wave, 10 MPa in pressure and  $3 \mu$  sec in duration is used as the impact induced shock wave, which already decays to the compressive strength of gypsum as it is transmitted. A Green's function is employed to calculate the elastic response of the gypsum target. An inside wall of the spherical void supposed to be free surface though there are shear fractured gypsum powder inside. Assuming the Young's modulus, the Poisson's ratio, and the density of gypsum targets as  $4 \times 10^9$  Pa, 0.2, and  $920 \text{ kg/m}^3$ , respectively, the rebound velocity on the SF-surface is calculated to be 1.5 m/sec inwards, and it is consistent with an averaged value of ejection velocities of late fragments. On the other hand, the duration of an elastic rebound, which means a time required for the velocity of the SF-surface to decay to 0.1 of its maximum value, calculated by use of the Green's function is 0.02 msec. And this value is insufficient to explain the ejection times of late fragments which vary from 5 msec to 50 msec after the impact.

The shear-fractured gypsum powder, which transmits the inward movement of the SF-surface to the opening, thought to have extremely low sound velocity. Teramoto et al. (2004) measured sound velocities of glass beads, and indicated that the sound velocities of powdery material were extremely small, and it became smaller as the radius of the particle does. Extrapolating their result to our gypsum powder suggests that the sound velocity of gypsum powder  $5 \mu$  m in diameter may be 18 m/sec, and it takes 1.4 msec for inward movement occurred on the SF-surface to transmit gypsum powder, 23 mm in length. An averaged time for fragments ejected at 10 to 12 m/sec to travel from their original position to the target's surface is 8 msec. Combining the transmission time through the gypsum powder, 1.4 msec, and the time required for fragments to travel to the target's surface, we can explain 90 % of the ejection time of late fragments.

Effects of oblique impacts are observed in crater dimensions, crater shapes, ejection angles of early and late fragments, and ejection velocities of late fragments. Power law indices of mass-velocity relation of early fragments did not show sufficient change. In oblique impacts, ejection times of late fragments become earlier, and it become difficult to divide them into two groups only by their ejection times.

A composition of fragments ejected at velocities not more than a given value is discussed. Late fragments concentrated in low ejection velocity and low fragment mass region, and early ones have mass-velocity relations, fine one is fast and large one is slow. If we consider the fragments ejected at velocity lower than 2.5 m/sec, it consists of large number of late fragments and a few large ones, which belongs to early group, and no middle-sized fragment is ejected.

## 目次

<b>1. 序説</b>	<b>1</b>
1-1. 小天体上での衝突クレーター形成と天体の表面進化	1
1-2. クレーター形成に関する既存の実験とモデル	3
1-2-1. 衝突クレーター形成の概要	3
1-2-2. クレーターサイズに関するスケール則	4
1-2-3. 放出される破片に関するスケール則とモデル	6
1-2-3-1. 岩石に対する衝突実験と jetting モデル	6
1-2-3-2. 岩石に対する衝突実験と spall モデル	7
1-2-3-3. 砂に対する衝突実験と Z-モデル	8
1-2-3-4. 破片の形状、質量分布	9
1-3. 小天体上での衝突によるレゴリス形成を考察するにあたっての課題	11
1-3-1. 網羅的な破片速度の計測	11
1-3-2. クレーター中心部からの低速度放出のモデル化	12
1-3-3. 低密度小惑星の存在と衝突における空隙率の効果	12
1-3-4. 斜め衝突実験の影響	13
1-4. 本論文の構成	15
<b>2. 実験方法</b>	<b>16</b>
2-1. 石膏ターゲット	16
2-1-1. 作成方法	16
2-1-2. 物質特性	17
2-1-3. 石膏ターゲットの利点	18
2-2. 衝突条件	20
2-3. 撮影条件	23
2-3-1. 高速度カメラ	23
2-3-2. スリットつきターゲット容器	25
2-3-3. 配置	27
<b>3. 解析ならびに実験結果</b>	<b>30</b>
3-1. クレータならびにターゲット断面の概観と変数の定義	30
3-1-1. クレーターの形の特徴と変数の定義	30
3-1-2. ターゲット断面に見られる特徴と変数の定義	34
3-2. クレーターサイズのスケール則	38
3-2-1. 衝突速度依存性	38

3-2-2. 飛翔体質量依存性-----	40
3-2-3. 衝突角度依存性 -----	40
3-3. 回収された破片 -----	46
3-3-1. spall 破片 -----	47
3-3-2. 剪断破壊破片 -----	50
3-4. 動画からの計測 -----	53
3-4-1. 破片速度の計測法 -----	53
3-4-1-1. 窓への2次衝突を用いた3次元速度の計測 -----	53
3-4-1-2. 2次元射影速度の計測 -----	53
3-4-1-3. 破片の影の面積を用いた破片サイズの推定 -----	56
3-4-1-4. 測定限界と誤差 -----	57
3-4-2. 破片速度の計測結果 -----	60
3-4-2-1. 2次衝突により求められた破片速度 -----	60
3-4-2-2. 破片の軌跡より求められた破片速度 -----	65
3-4-2-3. 一回の垂直衝突により放出される破片の データセットの再構成 -----	80
3-4-2-4. 放出時刻の経過と放出角度、初期位置の変化 -----	81
<b>4. 議論 -----</b>	<b>90</b>
4-1. 空隙率の効果 -----	90
4-1-1. 圧密 -----	90
4-1-2. クレーターサイズへの影響 -----	92
4-1-3. 衝突発生圧力の推定 -----	94
4-1-4. 衝撃波の減衰ならびに散逸への影響 -----	100
4-2. 破片速度を用いた破片の分類 -----	102
4-2-1. 早期放出破片群と後期放出破片群の定義: 本実験の場合 -----	102
4-2-2. 破片群別の破片質量の推定と積算質量分布 -----	104
4-2-2-1. 早期群破片の質量推定 -----	104
4-2-2-2. 後期群破片の質量推定 -----	107
4-2-2-3. 動画から推定した破片の質量分布 -----	107
4-2-2-4. 既存の破片の質量分布との比較 -----	110
4-2-3. 既存の実験、モデルとの比較 -----	112
4-2-3-1. 異なるターゲットへのクレーター形成における 破片速度と破片群の定義 -----	112



4-2-3-2. 早期放出破片群の特徴と spall モデルとの比較-----	116
4-2-3-3. 後期放出破片群と Z-モデルとの比較-----	120
4-3. 後期放出破片群の特徴と放出機構のモデル化-----	125
4-3-1. 後期放出破片群の特徴-----	125
4-3-2. ターゲットの弾性的応答モデル-----	129
4-3-2-1. モデルの概要-----	129
4-3-2-2. 圧縮波のモデル化-----	131
4-3-2-3. Green 関数を用いた空間のモデル化-----	132
4-3-2-4. SF-面の反跳速度とその継続時間-----	136
4-3-3. 後期群破片の放出時刻に関する考察-----	139
4-3-3-1. 軌跡から外挿した初期深さと改定初期深さ-----	139
4-3-3-2. 粉体の音速と放出時刻の遅れ-----	141
4-4. 衝突角度の効果-----	143
4-4-1. 早期放出破片群-----	143
4-4-2. 後期放出破片群-----	147
4-4-3. クレーターサイズに対する斜め衝突の効果と衝突条件-----	150
4-5. 放出速度毎の破片の質量分布-----	152
4-5-1. 破片放出速度と積算質量-----	152
4-5-2. 破片放出速度別の破片の積算個数分布-----	155
<b>5. 結論-----</b>	<b>159</b>
Appendix A. 石膏ターゲットを破壊するのに必要な $Q^*$ 値-----	161
Appendix B. 破片速度計測のための軌跡ならびに位置-時刻グラフの一例-----	164
Appendix C. 破片の回転-----	177
Appendix D. スリットを用いた実験番号 0_02 の放出時刻について-----	181
Appendix E. 実験番号 0_02, 0_04, 0_06 をもとにした 垂直衝突一回分の破片の再構成-----	182
参考文献-----	183

## 1. 序説

### 1-1. 小天体上での衝突クレーター形成と天体の表面進化

太陽系の固体表面を持つ天体に存在する無数のクレーターは、衝突を繰り返し受けることでこれらの表面が進化し続けてきたことの証左である。天体間での衝突速度は、カイパーベルト天体同士の衝突の様に数百 m/sec のものから、小惑星帯での平均衝突速度の様に 4 km/sec から 5 km/sec のもの、しし座流星群の地球への衝突の様に 70 km/sec を超えるものまで幅広く存在する。また、衝突する物体のサイズも、月の岩石の表面に形成されたマイクロクレーターを作ったマイクロメテオロイドのように数ミクロンのものから、月を形成したといわれるジャイアントインパクトにおける原始惑星のように数千 km に及ぶものまで広範囲に存在し、衝突速度も飛翔体のサイズも多種多様である。衝突の結果も、クレーター形成から破砕まで多岐にわたり、これはターゲット天体の単位質量あたりに加えられる飛翔体運動エネルギーの量や、ターゲット天体の自己重力の多寡により変化すると考えられている(Fujiwara, 1977, Holsapple and Housen, 1986 など)。本研究においては、これらの中でもより発生頻度の高い、「小惑星にクレーターを形成するような衝突」について考察する。

衝突クレーター形成により放出された破片のうち、ターゲット天体の脱出速度以下のもののみがこれに再集積し、衝突角礫岩からなる天体の土壌であるレゴリスを形成する。したがって、天体表面の衝突による進化を考えるにあたっては、任意の衝突により形成される破片の量やその質量分布を論じるのみならず、これらのうちどの程度の割合が、またどの程度のサイズのものか、そのターゲット天体の脱出速度を下回る速度で放出されるかを論じる必要がある。

2003 年 5 月に打ち上げられた日本の小惑星探査機はやぶさ(MUSES-C)は、2005 年 11 月に S 型小惑星イトカワのミューゼスの海にタッチダウンすると同時にこの領域の近接撮影を行った。小惑星イトカワの長径は約 550 m であり、その表面における脱出速度は 0.02 から 0.1 m/sec しかない(Fujiwara et al. 2006)。これは、小惑星帯における平均衝突速度である、5 km/sec と比べると  $10^{-4}$  以下である。それに関わらず、はやぶさの取得した画像は、これが部分的とはいえ mm から cm 程度の細かい砂利に覆われている事を明らかにした(Yano et al., 2006)。

これに対し、既存の理論的研究ならびに実験的研究からは、イトカワのように小さな小惑星上に、衝突による細粒のレゴリスを形成することは困難であると考えられてきた。Housen et al. (1983)は、Gault et al. (1963)の高速度衝突実験と次元解析をもとに、与えられた放出速度よりも遅い速度で放出される物質の体積が放出速度のべき乗で表されるとした。Veverka et al. (1986)はこれを用いて、直径が 20km 以下の石質の小惑星上に衝突によってレゴリスを形成することは不可能であろうと述べている。

また、自己重力の小さな小天体上のレゴリス形成を考察するにあたっては、これに再集積し得る放出速度の小さい破片のサイズ分布も重要な要素である。従来の研究においては、このように小さな天体に再集積することが可能であるほど低い放出速度を持つ破片のサイズは比較的大きいと考えられてきた。これは、Nakamura and Fujiwara (1991)、Nakamura (1993)等における高

速度衝突による破壊実験において観測されたターゲット表面から放出された破片には、その放出速度と質量との間に関係があり、大きな破片ほど遅いことに基づいている。

このような、はやぶさの観測事実と既存の研究との相違は、過去の衝突実験が高速度の破片に着目して行われてきたこと、一回の実験あたりに測定された破片の数が少なかったこと、そしてターゲットの空隙率の効果を考えなかったことに由来すると考えられる。過去に行われた固形物に対する衝突クレーター形成実験のうち高速度カメラを用いて破片速度を計測したものに、Gault et al. (1963), Gault and Heitowit (1963), Polansky and Ahrens (1990) などがある。これらの研究は、月の 2 次クレーターを作るような破片(Vickery (1987)では放出速度 200 m/sec から 1600 m/sec)や、火星の脱出速度(24 km/sec)を超える速度で放出され地球に到達した SNC 隕石のような高速度の破片を論じるために企図されたものであった。

## 1-2. クレーター形成に関する既存の実験とモデル

### 1-2-1. 衝突クレーター形成の概要

本小節では、衝突クレーター形成の概要について述べる。古典的な記述法において、衝突クレーター形成は、「接触と圧縮の段階」、「掘削の段階」、そして「変形の段階」3つの段階に分けられており、これらは引き続いて生起するとされている(Gault et al., 1968 など)。

衝突クレーター形成の最初の段階である、「接触と圧縮の段階」は、飛翔体がターゲット表面に接触するときに始まり、衝撃波が飛翔体の後部で希薄波として反射されたものが飛翔体全体の圧力を開放するときまで、とされている。この段階の特徴は、高温、高压、そして、その継続時間が非常に短いことである。飛翔体とターゲットの物質特性や、両者の間の衝突角度や衝突速度に依存して jet と呼ばれる高速度で細かい破片が放出される場合もある。jet の放出に関しては、1-2-3-1 に示す。

高速度で衝突した飛翔体は、その前面においてターゲット物質を強く圧縮し、衝撃波を発生させ、衝突点近傍に高温高压の領域、等圧核と呼ばれるものを形成する。等圧核という表現は、衝突によるクレーター形成と爆破によるクレーター形成が相似であると仮定し、スケール則を求めたこと(Holsapple, 1980)に由来する。

このとき発生する圧力は稠密な物質に対する衝突では、質量の保存、運動量の保存、エネルギーの保存を表す Rankine-Hugoniot 方程式を用いて求められる。ここで、衝突後の飛翔体物質ならびにターゲット物質の境界線が連続であることから、相方の圧力、内部エネルギーはおのおの等しいこと、衝撃波通過後の圧力、内部エネルギーと比べると、衝突前の圧力、内部エネルギーは無視できるほど小さいので初期圧力ならびに初期エネルギーを 0 とすること、衝突前のターゲットの粒子速度を 0 とすると、衝突前の飛翔体の粒子速度は衝突速度に等しく、衝撃波通過後には双方の粒子速度が等しくなること、衝撃波速度と衝撃波通過後の粒子速度の間に線形関係が成り立つことから衝突発生圧力を計算することが可能である(Mizutani et al 1983)。

この等圧核の半径は、Ahrens and O'Keefe (1977)が行った鉄の飛翔体が 5 km/sec で斜長岩に衝突する場合にたいするシミュレーションにおいては、飛翔体の厚さの 5 倍であった。一方で、Nakazawa et al. (2002)の実験では、アルミニウムの板の飛翔体が 2.7 km/sec で玄武岩に衝突するとき、等圧核の半径は飛翔体の厚さの 0.6 倍であることが計測された。

この「接触と圧縮の段階」に引き続き「掘削の段階」が始まる。この段階では、半球形状の衝撃波あるいは強力な圧縮波がターゲット内部に伝播し、ターゲット物質を粉砕しながら減衰し、より多くのターゲット物質を巻き込み、またこれらに外向きの粒子速度を与える。多孔質ターゲットに対する衝突の場合には、空隙が押し潰されることによるターゲット物質の圧密が起こる。

衝撃波に続いて、圧縮波が飛翔体背面やターゲット表面で反射されたものである希薄波が target 内を伝播する。岩石の場合、この希薄波は衝撃波によって与えられた粒子速度を、その 1/5 程度まで引き戻し、これに少しターゲット表面に向かう速度成分を与える。砂などの流体近似

の成り立つターゲットにおいては、この希薄波により与えられたやや上向きの速度場により、クレーター体積のほとんどの部分が掘削され、放出されるものと考えられている。この考えをもとにした Z-モデルについては 1-2-3-3 で述べる。

衝撃波ならびに希薄波による掘削と放出が終わるか終わらないかのうちに、砂等の粒体に形成されたクレーターや、重力の影響を強く受けるサイズの大きなクレーターは重力によって崩れだす。このクレーター形成直後の重力による崩壊と、それに引き続く数年から数億年のスケールにわたって起こりつづけるクレーターの風化作用を合わせて「変形の段階」と呼ぶ。砂等の粒体に作られたクレーターや、天体の重力の影響をより強く受ける大きな「重力支配域のクレーター」に関しては、クレーター形成直後の重力による崩壊がクレーターサイズに大きな影響を与えるが、固形物に形成された、数十 cm 程度のクレーターには影響はない。クレーターの風化としては、重力による緩やかな形状の緩和、新たなクレーターが形成されることによる古いクレーターの抹消、地殻変動や風雨による風化などが含まれるが、これらは本研究では扱わない。

### 1-2-2. クレーターサイズに関するスケール則

Gault et al. (1963)以降、様々な条件での衝突クレーター形成実験が行われ、またこれらのサイズに関するスケール則が考えられてきた。クレーターサイズに関するスケール則には、実験により経験式を求めるものと、次元解析によるものの 2 つの方法が存在する。クレーターサイズを表す変数として古くから用いられてきたものが体積、直径、ならびに深さであり、斜め衝突の場合にはこれに縦横比が加わる。新しい研究では、クレーターの形状をより詳しく記述するために、中心部にある pit の直径など(Nagel and Fechtig, 1980 ほか)の変数が新たに定義されている。衝突条件を表す変数としては、飛翔体並びにターゲットの密度、音速、強度、ターゲット天体の重力加速度、衝突速度、角度、飛翔体サイズの組み合わせが用いられてきた。

クレーターサイズに関するスケール則を求めるための実験が、様々な衝突条件下において行われてきた。ターゲットとして使用されたものは、玄武岩、花崗岩、ダナイト、斑レイ岩などの岩石、砂、ガラスビーズ、土壌などの粒体、 $\text{H}_2\text{O}$ 、 $\text{CO}_2$ 、 $\text{NH}_3$  などの氷やこれらとシリケイトの混合物、モルタル、ガラス、石膏、アルミナやガラスビーズの焼結体などの人工物が挙げられる。中でも、砂、ガラスビーズの実験の数は多い。これは、これらのターゲットがレゴリスに覆われた天体を模したものであると同時に、重力支配域の大きな(地球重力下で、岩石へのクレーター形成なら直径 1 km 程度)クレーターを模したものであるとも考えられているからである。これらに対して、飛翔体物質は加速装置の特性上、アルミなどの金属や、ガラス、樹脂が多く、岩石を用いた実験は少なく、氷を用いたものはさらに少ない。

Gault et al. (1963)では、クレーターから放出された全質量を、飛翔体質量、衝突速度を用いたべき乗則で表現し、実験室スケールの実験においてはこれが衝突速度の約 2 乗に比例することを示した。これに引き続く Gault et al. (1973)では、Moore et al. (1965)、Comerford(1967)などの高速度斜め衝突クレーター形成実験のデータも加え、砂を始め、玄武岩や花崗岩に対する斜め衝突におけるクレーターサイズのスケール則をまとめている。

更に、Gault and Wedekind (1978)が、砂、軽石の粉、そして玄武岩に対して系統的な斜め衝突クレーター形成実験を行い、クレーターの縦横比という変数を導入した。花崗岩では 60 度、砂の場合には 75 度の衝突に至るまでこの値は 1 のままであり、クレーターの縦横比を見る限りにおいては、衝突角度がかなり大きくなるまで斜め衝突の痕跡が残らないことを示した。軽石の粉への衝突実験では、衝突角度が 60 度を超えるとわずかに横長のクレーターが形成されることも示されている。このやや横長のクレーターは Onose (1996, 修士論文)の氷-氷の低速度衝突においても、衝突角度が 60 - 75 度のときに確認されており、飛翔体-ターゲットの密度比、飛翔体の壊れやすさなどに依存すると考えられる。また、クレーター体積の衝突角度依存性を表す、 $\cos \theta_i$  のべき乗の値も、衝突条件により 1 から 2 程度に変化することを述べている。Burchell and Mackay (1998)は、金属同士の衝突実験を行い、このべきの値が飛翔体とターゲットの密度比と衝突速度に強い依存性を持つことを述べている。また、彼らは、 $\cos \theta_i$  の一つのべきで、垂直衝突から衝突角度 80 度の急な斜め衝突までを表すことは困難であると述べている。このことは、斜め衝突では、衝突条件や飛翔体、ターゲットの物性などが、複雑に関連していることを示唆している。

Voyager 計画などにより、太陽系外惑星領域において氷が普遍的な物質であることが明らかになると、氷に対する衝突実験が行われるようになった(Croft et al., 1979 など)。中でも Kato et al. (1995)では、低温室内で氷を含む 4 種類の飛翔体を用いた系統的な衝突実験を行い、衝突速度が 100 - 800 m/sec の範囲内での衝突速度、飛翔体物性とクレーターサイズとの関係を求めた。彼らは、Mizutani et al. (1983)が導入した late-stage effective energy  $E_s$  を用いることにより、クレーターサイズの飛翔体の物性依存性が規格化されることを述べている。この late-stage effective energy は飛翔体質量、衝突速度、ターゲットの衝撃波の定数、衝突点での圧力、飛翔体体積を用いて表されるものである。

Burchell et al. (1998)では、ステンレススチールの飛翔体を用いて  $\text{CO}_2$  氷や、 $\text{H}_2\text{O}$  氷と  $\text{CO}_2$  氷との混合物に対する高速度衝突実験を行い、クレーター深さが飛翔体運動エネルギーの 0.4 乗に比例することを述べた。この値は Gault et al. (1973)の岩石に対する衝突実験における飛翔体運動エネルギー依存性にほぼ等しい。また、このグループは飛翔体の密度を変えた実験(Burchell and Johnson (2005)など)や斜め衝突実験(Grey et al. (2002)など)も行っている。

一方で、Holsapple and Schmidt (1979)は、クレーターサイズを決める衝突条件として、飛翔体半径  $r_p$ 、衝突速度  $v_i$ 、飛翔体ならびにターゲットの密度  $\rho_{op}$   $\rho_{ot}$ 、ターゲット強度  $Y_t$ 、重力  $g$  を用いて次元解析を行い、これらの衝突条件を表す変数とクレーターサイズを表す変数の関連を求めた。クレーター体積  $V_c$ 、半径  $R_{cr}$ 、深さ  $D_p$ 、重力  $g$  を無次元化した規格化クレーター体積  $\pi_v$ 、規格化クレーター半径  $\pi_R$ 、規格化クレーター深さ  $\pi_{Dp}$ 、規格化重力  $\pi_2$  を導入し、これらの間にべき乗則が成り立つとした。Housen and Holsapple (2003)では空隙率の高いターゲットへの衝突クレーター形成実験を行っており、衝突条件としてターゲットの空隙率  $\alpha_t$  とこれを変数とした関数  $f_{VS}(\alpha_t)$ 、 $f_{RS}(\alpha_t)$ 、 $f_{DpS}(\alpha_t)$  を導入した。

### 1-2-3. 放出される破片に関するスケール則とモデル

Gault et al. (1963), Gault and Heitowit (1963)では玄武岩に対して 6.25 km/sec で衝突クレーター形成実験を行い、破片速度とその速度より速い放出速度をもつ破片の積算質量の関係を示した。飛翔体表面とターゲット表面が衝突するや否や 10 km/sec の jet が放出され、これに続いて約 1 km/sec の速度をもつ破片からなる円錐状の放出雲が観測された。このような円錐状の放出は様々な実験で観測されており、砂に対する衝突では Anderson et al. (2004)が個々の粒子の速度をレーザーカーテンを用いて計測しているが、そのほかの物質に関しては、放出の先端部の速度計測に留まっている(Onose 1996、Koschny and Grün, 2001 ほか)。この円錐状放出の後半部に重なるようにして、ターゲット表面から引き剥がされた比較的大きな板状の破片である、spall 破片の放出が始まる。Gault and Heitowit (1963)に示された玄武岩衝突において発生した破片の放出角度と放出速度の関係を高速度の破片から順に述べると、まずターゲット表面に沿うように低角度で高速度の jet が放出された後、ターゲット表面からの放出角の立ち上がりが見られる。放出速度が 1 km/sec よりやや小さい領域では放出角はやや低角度となり、逆円錐状の放出が現れる。さらに放出速度の小さい、数百 m/sec の領域においては、ターゲット表面と垂直に近い方向への放出が認められる。

以下に、おのおのの破片放出のモデルをクレーター形成の時系列にそって、jetting モデル、spall モデル、Z-モデルの概要と実験例を述べる。円錐状放出に関しては、既存のモデルがないので割愛する。

#### 1-2-3-1. 岩石に対する衝突実験と jetting モデル

斜め衝突を含む衝突クレーター形成において放出される jet の速度、角度、そして温度を理論的に計算した研究に Vickery (1993)がある。jetting は、飛翔体の表面とターゲットの表面が斜めに衝突することにより、衝突と同時に発生する。衝突自体は球の垂直衝突であっても、飛翔体表面とターゲット表面はある角度をなして衝突しており、この時の衝突速度と角度により衝突点で発生した衝撃波の物質内での伝播速度のほうで、物質表面が接触する速度を上回ろうとしたとき物質表面どうしの接線から jet と呼ばれる高圧の物質が放出される。jet が発生するか否か、そしてその速度や放出角度は、飛翔体やターゲットの物性や両表面の衝突速度、衝突角度によって決まる。Vickery(1993)の計算によると、垂直衝突では飛翔体質量の 0.3 %が、75 度の斜め衝突では 3 %が jet として放出されている。また、ダナイトどうしの衝突速度 10 km/sec の衝突により発生する jet の速度は、垂直衝突では衝突速度の 2.7 倍、45 度の衝突では 3.5 倍に達し、その後は衝突角度が大きくなるにしたがい遅くなるとされた。衝突角度が大きくなるにしたがって、jet は下流方向に集中する。

Arakawa et al. (1999)は衝突速度数百 m/sec の氷-氷衝突での jet の速度を高速度カメラにより観測し、それが衝突速度の 3 倍程度であることを示した。この結果は Onose (1996)の氷-氷衝突での計測結果とも調和的である。

### 1-2-3-2. 岩石に対する衝突実験と spall モデル

spall 破片は、希薄波によりターゲット表面が薄く板状に引き剥がされて放出されるものである。Melosh (1984)は、この spall 破片の概念を、ターゲットのクレーターが形成される面から放出される破片に応用した。通常、物質の引っ張り強度は圧縮強度と比べて約一桁小さいので、圧縮波として通過した際にはターゲット物質を破壊することができない強度の圧縮波でも、これが同程度の引っ張り応力を持つ希薄波として通過する時に、ターゲット物質を引っ張り破壊できる場合がある。衝突により発生した現実の衝撃波は有限の立ち上がり時間(rise-time)と減衰時間(decay-time)を持っており、この三角波がターゲット表面で反射される際に干渉するため、これらの spall 破片はその速い放出速度にもかかわらず高圧を経験していないと考えられている。

また、これらの spall 破片には、放出点と衝突点との距離と放出速度の間、ならびに破片質量と破片速度の間に関係があることが、Melosh (1984)、Melosh (1989)によって理論的に示されている。衝突点からの距離と放出速度の間の関連性は、等圧核から発した衝撃波が距離のべき乗で減衰するという仮定、ならびに spall 破片の放出速度がこの衝撃波の通過後のターゲット内部での粒子速度の約 2 倍であるという仮定に基づくものであり、破片の質量と放出速度の間に関係があることは、放出される spall 破片の厚さが、破片速度とターゲット強度の関数であるという仮定に基づくものである。

このように破片の速度と質量の間に関係があるということは、自己重力の小さな天体にどのような大きさの破片が再集積するのかを考えるうえで非常に重要である。もし、放出速度の遅い破片ほど質量が大きいという関係が成り立つと仮定すると、比較的小さい小惑星上に細粒のレゴリスが衝突クレーター形成を通して形成されることは困難であると考えられる。

月面や水星、火星上に形成された 2 次クレーターをもとに、spall 破片の速度-質量分布を求めた研究に Vickery (1987)が挙げられる。彼女はこれらの天体上の直径が 26 から 227 km のクレーターの周りに作られた 2 次クレーターに対し、メインのクレーターの中心からの放出角度が 45 度であると仮定して、各破片の飛距離から放出速度を求め、クレーターのサイズスケール則に適応して破片質量を求め、破片質量は放出速度の-1.5 乗(火星、水星)から-2.7 乗(月)に比例するとした。これは Nakamura and Fujiwara (1991)以降に用いられている、spall 破片の放出速度が破片質量の  $k$  乗に比例するという表現における  $k$  の値に直すと-0.22 (火星、水星)から-0.12 (月)となり、Melosh (1989)の値(-0.33)よりもやや小さな絶対値になる。

spall 破片の速度と質量の関係を調べる実験的研究も行われている。spall 破片は衝突クレーター形成の初期に見られる高速度のものから、終盤期に見られる大きくて遅いものまで存在し、Polansky and Ahrens (1990)の斑レイ岩に対する高速度衝突クレーター形成実験においては、低速度(0.9 から 30 m/sec)のものが計測された。

衝突破壊における破片の速度-質量分布を求めたのが Nakamura and Fujiwara (1991)、Nakamura and Fujiwara (1992)、Nakamura (1993)の一連の研究である。著者らはアルミナ焼結体、玄武岩、石膏に対する、高速度衝突破壊実験を行い、主にターゲット表面から放出される破片の速度を高速度カメラを用いて計測した。破片によっては、直交する 2 方向に設置された高速度カメラ



を用いた 3 次元速度が計測されている。著者らは、得られた破片速度を曲線近似し、ばらつきは大きいものの、そのべきの値  $k$  は -0.34 となることを示した。

しかしながら、Ryan (1992)の氷に対する低速度衝突破壊実験や、Giblin et al. (1998)のコンクリートの爆破破壊実験においては、破片速度と破片質量の間にはごく弱い依存性しか見られないと述べている。さらに Takagi et al. (1996)は岩石に対する低速度クレーター形成実験から、破片の速度と質量の間に関係がないと述べている。

このように矛盾した結論が出される理由の一つとして、過去の実験においては、ひとつの実験あたりに測定できた破片の数が少なかったこと、また、Nakamura and Fujiwara (1991)の一連の研究以外においては、破片の種類分けを行わなかったことの二つが考えられる。また、破片速度-質量の関係を曲線近似から議論が出来るだけのデータ数があるのは破壊実験のみで、クレーター形成実験ではその撮影の困難さから極度にデータ数が少なく、実験データのみからべきの係数を求めることは不可能であった。したがって、高速度カメラの技術的進歩も加わり、ひとつの実験に対して数多くの破片の計測を行うことが可能になった現在、衝突クレーター形成により形成される破片の速度-質量の関係を、より多くの実験を通じて見なおすことは非常に意義のあることである。

### 1-2-3-3. 砂に対する衝突実験と Z-モデル

Maxwell の Z-モデル(Maxwell, 1977)は垂直衝突クレーター形成における放出物の流線を示す、第一次近似として利用されている。この幾何学的な放出モデルは、放出前の物質の流れや、クレーターの形、体積、そして放出角度と速度を見積もるのに使用することができる。Maxwell (1977)は多くの垂直衝突クレーター形成実験(Oberbeck, 1971, Stöfler et al., 1975, Gault and Wedekind, 1978 ほか)、爆破クレーター形成実験ならびにシミュレーション(Oberbeck, 1971, Roddy, 1976 ほか)のデータに基づき、粒体に対するクレーター形成における一般的な地下の流線を考えた。これを Croft (1980)が、爆破中心が浅く埋められていた場合にも拡張した。

Maxwell (1977)の Z-モデルは次の 3 つの仮定の下に成り立っている。1. ターゲット内部での物質流は非圧縮である。2. ターゲット表面から放出された物質は互いに干渉せず、各自の放物線を描く。3. 地下での粒子速度の爆破中心を基点とする動径方向の成分  $U_R$  は、各流管の流れの強さを表す時間の関数  $\alpha(t)$  を爆破中心からの距離  $R$  の  $Z$  乗という形で表すことができる。というものである。衝突クレーター形成において、常にこの 3 つの仮定が成り立っているとは限らないが、このモデルは非常に単純で明快であるため、よく用いられている。べき係数  $Z$  の値はクレーター形成流の形を表し、 $Z$  が大きくなると流線の曲率半径が小さくなり、ターゲット表面で放出される時の仰角は大きくなる。Maxwell (1977)ではターゲットと垂直方向の運動量を保存し、重力の影響を無視するという仮定の下で、爆破クレーター形成において最も適切な  $Z$  の値は 2.7 であるとしている。

Croft (1980)は、爆破中心が浅く埋められていた場合に対して Z-モデルを拡張し、この爆破中心の深さが大きいほど、破片放出の仰角が大きくなることを示した。しかしながら、拡張が適

応できるのは、爆破中心の深さがクレーター半径の 0.03 以下の場合に対してのみである。Anderson et al. (2004)に示されているように、 $Z=3$  の条件でも、爆破中心の深さを大きくすると、Z-モデルでは、爆破中心に向かう流れを予測してしまうことになる。

#### 1-2-4. 破片の形状、質量分布

小惑星の形状分布と、玄武岩に対する高速衝突破壊実験により形成された破片のそれを比較した研究に、Fujiwara (1978)がある。著者は衝突実験により得られた破片の長軸  $a_f$  でその短軸  $c_f$ 、中間軸  $b_f$  を割った軸比  $c_f/a_f$ 、 $b_f/a_f$  を求め、破片サイズに関係なく  $c_f/a_f$  は 0.2 より大きい範囲に分布しており、その平均値はおおの 0.50 と 0.73 であることを示し、これが当時観測されていた小型の小惑星の形状分布と調和的であることを示した。

衝突により形成された破片のうち、あるサイズ領域のものがどの程度の量存在するのか、という問題に関しては Gault et al. (1963)以来、様々な衝突条件で形成されたものが、様々な形で表されている。衝突により形成された破片のサイズ分布を求めることにより、月のレゴリスの進化や、小惑星のサイズ分布などを考察するためである。Gault et al. (1963)では、玄武岩の高速衝突クレーター形成により発生した破片を破片サイズ  $d_f$  とそのサイズビンに属する破片の総質量  $\Delta m$  の全放出質量  $M_{\text{eject}}$  に対する割合を求めており( $d_f - \Delta m/M_{\text{eject}}$ )、細かい破片ほど数が多いことを示した。

Fujiwara et al. (1977)では、玄武岩に対する高速度衝突破壊実験を行い、破片サイズ  $d_f$  とその破片より小さな破片の総質量  $M$  のターゲット質量  $M_t$  に対する割合という表現( $d_f - M/M_t$ )と共に、破片質量  $m_f$  とその質量より大きな破片の総数  $N(m_f)$  という表現を行った。 $N(m_f)$  は  $m$  のべき乗  $b$  で表される。この  $b$  の値は破壊の程度により異なり(-0.43 から-1.74)、単位ターゲット質量あたりの衝突エネルギーの大きな衝突ではべきの絶対値も大きくなること、この質量分布にはいくつかの折れ曲がり点があることを示唆している。Fujiwara (1982)では衝突破壊実験により得られた破片のサイズ分布と小惑星の族 Koronis 族、Eos 族、Themis 族のサイズ分布とを比較しこれらが形成されたときの衝突エネルギーを見積もった。

Takagi et al. (1984)では、玄武岩と葉蠟石に対する低速度衝突破壊実験を行い、破片の質量分布を求めた。著者らは、破片質量-積算個数分布の傾きを 3 つの領域に分けて計測し、無次元衝突圧力  $P_1$  で規格化した。無次元衝突圧力  $P_1$  は衝突により発生した等圧核での圧力  $P_{\text{core}}$ 、飛翔体とターゲットの衝突前の体積  $\text{Vol}_{0p}$ 、 $\text{Vol}_{0t}$  の関数である。著者らは、最も破片サイズの大きな領域 I と領域 II では、破片質量-積算個数分布のべき係数  $b$  は  $P_1$  の増加と共にその絶対値が増加する傾向が見られるが、最も細かい破片を含む領域 III では、 $P_1$  が 1 より小さい領域ではこれとの相関は見られず、 $b$  の値は-0.5 から-0.6 とほぼ一定となると述べている。

Kato et al. (1995)の氷に対する衝突実験においても、破片質量-積算個数分布が求められ、 $b$  の値が求められた。この実験は低温室(-18 度)内で行われたため、氷に対する実験としては初めて、質量にして 6 桁の幅を持つ質量分布が求められた。氷の質量分布に見られる折れ曲がり Takagi et al. (1984)に見られるほど顕著ではなく、また領域 III での傾きも玄武岩、葉蠟石の-0.5 から-0.6

よりも大きな-0.7から-0.9を示した。

Kadono (1997)はガラスや石膏の薄板を高速度衝突ならびに低速度衝突により破壊する実験を行い、破片の質量分布を求めた。この 2 次元的な破壊により形成された破片での  $b$  の値は-0.1 から -0.3 であり、衝突クレーター形成、ならびに衝突破壊により形成された破片のそれよりも傾きが緩やかになっている。また、同時に行われたガラス球への衝突破壊実験においては  $b$  の値が-0.5 付近となっているため、この質量分布の傾きの違いは破壊される物体が 2 次元的な薄い円盤か、3 次元的な球かに依存していることを示唆している。

### 1-3. 小天体上での衝突によるレゴリス形成を考察するにあたっての課題

#### 1-3-1. 網羅的な破片速度の計測

小天体表面の衝突進化を考えるには、放出された一つ一つの破片がその小天体に再集積し得るか否かを考える必要がある。また、高速度の破片は小天体から離脱してしまうので、より遅い破片に着目した実験を行い、これらの破片の速度をより網羅的に計測する必要があると考えられる。過去の研究における一回のクレーター形成実験での観測破片数は、Gault et al. (1963)の約 30 点が最高である。しかし彼らの実験は高速度の破片に着目したもので、測定された破片速度の最小値は約 100 m/sec であり、これは平均直径が 17 km の小惑星エロスの脱出速度 10 m/sec を一桁上回る。Polansky and Ahrens (1990)は、やや低速度の破片に注目した実験を行っており、0.9 m/sec の破片を観測しているが、ひとつの実験あたりの破片計測数は最大 8 個である。一方で、Kato et al. (1995)の氷に対する低速度衝突クレーター形成実験において回収された破片の質量分布からは、飛翔体サイズ(1.5 cm)の 1/10 程度までの比較的大きな破片に限っても  $10^4$  個の破片が放出されていることが示されており、100 個に満たない数の破片を以ってクレーター形成において放出される全破片を代表させるのはきわめて困難である。

これらの測定破片数の少なさ、衝突クレーター形成において、高速度カメラを用いて破片速度を測定することの技術的困難さをあらわしているともいえる。なぜなら、衝突クレーター形成により放出される破片の速度は、速いものでは衝突速度の 3 倍に及び(Vickery, 1993 (理論値), Arakawa and Higa, 1996 (実験値), Onose, 1996 (実験値))、遅いものは 0.5 m/sec を下回る(Onose et al. (1998)ほか)。さらに、放出される破片のサイズは、飛翔体サイズの数倍程度の大きなもの(Gault et al., 1963, Polansky and Ahrens, 1990 など)から、数ミクロン程度の細かいもの(Waza and Mastui, 1983)までである。このように広い範囲の速度で放出される破片の速度を計測するには、各放出速度域に合わせた高速度カメラや、照明をはじめとする各種の実験装置の設定が必要となる。

本研究では、一回の実験に付き 300 から 1400 個の破片を計測し、それらの速度は 0.1 から 300 m/sec の広範囲にわたっている。また速度計測を行った破片の質量の幅も、最小の破片(3-4-1-2 参照)の約 0.5 mg から最大破片の 0.45 g まで約 3 桁におよび、Takagi et al. (1984)に述べられている破片質量分布の傾きに見られる折れ曲がり、実験により高速度カメラの画像から観測することが可能となった。このように細かくて遅いものを含む広範囲で網羅的な破片速度の計測により、衝突クレーター形成の初期段階において観察される円錐放出と小さくて速い spall 破片、これに続いてクレーター周辺部から放出される大きくて遅い spall 破片のみならず、クレーター中心部から遅くて細かい破片が、ターゲット表面と垂直方向へ放出される段階が存在することを明らかにした。

観測された破片を、破片速度の特徴ならびに初期位置の違いから、spall 破片を中心とする早期放出破片群と、クレーター中心部から放出される剪断破壊された破片からなる後期放出破片群とに分け、そのおのおのの放出機構を考察した。破片を 2 群に分別することにより、おのおのの破片群の特徴がより明確になり、その放出機構に至るまでの詳細な議論が可能になった。

### 1-3-2. クレーター中心部からの低速度放出のモデル化

岩石、氷などの固形物に対する衝突クレーター形成実験における破片速度の計測は、砂などの粒体に対するものと比べて格段に少ない。特に低速度の破片に着目した高速度カメラを用いた実験になると、更に少なく、Polansky and Ahrens (1990)、Onose (1996 修士論文)、Takagi et al. (1996)のみである。したがって、固形物に対する衝突クレーター形成において、破片放出モデルの構築がなされているのは、衝突の極初期に放出される jet と表面からの放出である spall 破片に関してのみである。しかしながら、石膏に形成されたクレーターの場合、中心部の pit の体積はクレーター全体の 70 %を占め、この部分からの放出破片質量も、画像から速度計測された分だけでも、クレーター体積から推定された放出破片質量の 10 %から 30 %を占めるものである。

破片放出に関する既存のモデルには、Z-モデルも存在する。しかし、Z-モデルは、そもそも非圧縮性流体近似の成り立つ、砂、土壌、ガラスビーズなどの粒体に対して作られたものであり、これを多孔質固体に対して応用することは困難である。また、spall モデルもターゲット表面からの放出を表すもので、本研究で観測されたクレーター中心部からの低速度放出の説明に用いることはできない。したがって、本研究においてはこれらの破片の放出を半無限弾性体ターゲットの圧縮波に対する応答と関連付けてモデル化した。

### 1-3-3. 低密度小惑星の存在と衝突における空隙率の効果

小惑星どうしや小惑星と探査機との重力相互作用を測定することにより、半径が 100 km 以下の小惑星の中には 70 %以上もの空隙率を持つと考えられるものがあるということが、明らかになった(Britt et al. 2002)。ターゲットの空隙率 $\alpha_t$ は衝突前のターゲットのバルク密度 $\rho_{0t}$ 、ターゲットを構成する物質の真密度 $\rho_{0s}$ とすると、以下のように表される変数である。

$$\alpha_t = 1 - \frac{\rho_{0t}}{\rho_{0s}} \quad (1-3-1)$$

セレスやベスタのような半径 200 km を超える小惑星では空隙率が 10%以下なのに対して、半径 100 km 以下の小惑星の空隙率は 20 %から 70 %の範囲に分布している。たとえば、小惑星マチルダのバルク密度は 1.3 g/cc、空隙率にして 50 %である (Veverka et al., 1999, Britt et al., 2002)。

はやぶさが観測を行った小惑星イトカワの密度も  $1.9 \pm 0.13$  g/cc (Fujiwara et al., 2006)であり、その組成が赤外線分光から求められたように LL5 あるいは LL6 コンドライトと等しい(Abe et al. 2006)とすると、その空隙率は 41 %になる (Fujiwara et al. 2006)。小惑星イトカワのスペクトルタイプは S 型であり、小惑星の中でも最も普遍的に見られる型である。C 型小惑星マチルダのみならず、S 型小惑星においても高い空隙率をもつものが存在するということは、多孔質小天体の存在の普遍性を示唆するものである。

空隙率が衝突クレーター形成に与える影響として、ターゲット物質の圧密が容易に起こること、多孔質物質の中では衝撃波がより効果的に減衰すること、したがって高速度放出破片がないこと、また破壊されにくくなることなどが報告されている。

まず、ターゲットの圧密の効果に関しては、小惑星マチルダの密度測定を受けて行われた Housen et al. (1999)、Housen and Holsapple (2003)が挙げられる。これらの研究は、軽量骨材(パライライト)を使用した多孔質コンクリートに対する衝突実験で、空隙率は 44 %から 96 %である。このような多孔質のターゲットに対する 2 km/sec 程度の衝突では、放出物はほとんど見られず、主としてターゲットの圧密によりクレーターが形成されることを示した。

多孔質物質の衝突破壊に対する強度と高速度放出物の有無に関しては、Love et al. (1993)が先駆的な実験を行っている。彼らはガラスビーズを焼結させたターゲットに対する衝突実験を行い、破壊のために必要なエネルギー密度  $Q^*$ の値を求めた。 $Q^*$ は飛翔体運動エネルギー $E_{kp}$ をターゲット質量 $M_t$ で割った値である。この実験では、空隙率の大きなターゲットを破壊するためにはより大きな  $Q^*$ が必要であると示し、また、アルミフォイルへの 2 次衝突を用いた破片速度の測定から、jetting と呼ばれる高速度の放出が観測できないことを述べて、この双方を多孔質物質内では衝撃波の減衰が大きいことで説明している。これに対し、Stewart and Ahrens (1999)は石膏ターゲットに対する衝突破壊実験を行い、これらを破壊するのに必要な  $Q^*$ の値(670 J/kg)が玄武岩のもの(Fujiwara et al., 1977 より 700 J/kg から 800 J/kg)と変わらないことを示している。

このように、多孔質物質は衝突クレーター形成においても興味深い挙動を示すことが示唆されている。しかしながら、さまざまな種類の多孔質物質に対する体系立った実験結果は出されておらず、研究によっては結論に相違が見られる。さらに、放出物の速度計測に関するデータは非常に少なく、これをもって小惑星上でのレゴリス形成を考えるのには十分ではない。

多孔質物質への衝突クレーター形成実験はまだ少なく、高速度カメラによる低速度の破片の測定はいまだなされていない。また、多孔質物質の中には、様々な成り立ち、物性を持つものがあり、そのそれぞれが衝突クレーター形成においてどのような役割を果たすのかはよくわかっていない。本研究で用いた石膏は、詳しい物性に関しては 2-1 に述べるが、本実験の衝突条件において形成される代表的なクレーター直径 6 cm に対して十分に小さな結晶 (数  $10\mu\text{m}$ )をもち、空隙率が高い(60 %)のが特徴である。結晶同士の接点に働く分子間力により強度を持つ。

#### 1-3-4. 斜め衝突実験の影響

大気のない天体において、実際に発生する隕石衝突は、そのほとんどすべてが衝突角度 45 度を中心とする斜め衝突である(Gilbert 1983, Shoemaker 1962)。しかしながら、固形物に対する斜め衝突クレーター形成における放出物の速度分布は、Gault et al. (1987)以来、高速度のものを除いて実験的にも、理論的にも求められていない。これは、1980 年代まで、衝突角度はよほど急なものでない限り、衝突結果に影響を与えないであろうと考えられてきたことと、ならびに斜め衝突それ自身の煩雑さによるものと思われる。垂直衝突では、衝突方向と同じ方向に軸を取り、これを対称軸として現象を単純化させることが可能であるが、斜め衝突においては、3 次元非対称問題として解かなければならないことから、理論的なモデル化も進んでいなかった。(Melosh, 1989)

Vickery (1993)による、jet の放出に関する理論的計算の後には、Pierazzo and Melosh (1998, 2000)

などのシミュレーションが主流となった。砂に対する斜め衝突クレーター形成における破片速度の計測には Anderson et al. (2004)などが挙げられるが、固形物に対する斜め衝突形成破片の速度計測は行われていない。このように、高速度斜め衝突クレーター形成実験において放出される破片速度に関しては、実験数自体が非常に少なく、本研究で提供するような、破片速度と質量の分布だけであるとしても公開する価値は高い。

クレーターサイズスケーリングに関しても、Gault et al. (1987)以降、金属に対する斜め衝突における飛翔体密度とターゲット密度に関する興味深い報告が Burchell and Mackay (1998)によりなされているが、スケール則自体の改定はない。実験則とその係数はいくつか報告されている。Onose (1996)では、氷の低速度衝突による斜め衝突クレーター形成実験を行い、高速度の破片速度とその形状を測定した。Burchell and Grey (2001)はガラスに、Grey and Burchell (2002)は氷に対する高速度斜め衝突クレーター形成実験を行い、そのクレーター形状を記載した。しかし、その衝突角度スケーリングに用いられた式は著者により相異なり、また、これらの実験データ自身のばらつきも大きく、衝突角度の効果を単純なスケール則で記述することの困難さを示している。本質的なスケール則を論じるためには、斜め衝突により生じる高圧部分の形、圧力、ならびに衝撃波の形状が、衝突条件によりどのように変化するかを考慮する必要があるだろう。

本研究においては、多孔質物質である石膏に対する斜め衝突により、どのような形状のクレーターが形成されるか。という実験則を提示するに留まるが、斜め衝突実験自体が少なく、各種の実験条件のもとでの実験則の収集段階にあるので、本研究のデータは、ひとつの例として今後のスケール則の進化に重要な役割を果たすことになるだろう。

## 1-4. 本論文の構成

本論文は、第一章序説、第二章実験方法、第三章解析ならびに実験結果、第四章議論、ならびに第五章結論から成り立つ。

第二章第一節には、石膏ターゲットの作成方法ならびにその物性について、第二章第二節には、衝突条件、飛翔体物性ならびに飛翔体加速装置の概要を、第二章第三節には、破片の速度計測に用いた高速度カメラ、スリット付きターゲット容器、ならびにその設定について述べる。

第三章第一節には、石膏ターゲット上に形成されたクレーターならびに石膏ターゲットの断面にみられる特徴を述べるとともに、クレーターサイズを記述する変数の定義を行う。第三章第二節には、クレーターサイズに関する実験的なスケール則を、衝突速度依存性、飛翔体質量依存性、衝突角度依存性の観点から検討する。第三章第三節には、衝突実験後に回収した破片をその特徴から spall 破片、剪断破壊破片に分割し、おのこの形状ならびに質量分布を示す。第三章第四節には、高速度カメラの画像から破片の速度を求める手順、ならびに計測された破片速度を示す。画像から破片速度を求める方法としては、3-4-1-1 に窓への 2 次衝突を用いた破片の 3 次元速度の計測を、3-4-1-2 に一台のカメラで撮影された動画上で破片を追跡することによる破片の 2 次元射影速度の計測を、3-4-1-3 に破片の影の面積をもとにした破片サイズの推定を、3-4-1-4 に本研究における計測方法における測定できる破片サイズ、速度の限界と、計測誤差について述べる。また、3-4-2 には破片速度の計測結果を、3-4-2-1 窓への 2 次衝突を用いたもの、3-4-2-2 動画上での追跡を用いたものの順に並べ、3-4-2-3 には一回の垂直衝突により形成される破片のデータセットの再構成を示す。

第四章第一節には、本実験で用いた石膏ターゲットの空隙率の効果について、ターゲット圧密の効果、クレーターサイズへの影響、衝突発生圧力、衝撃波の減衰率の観点から述べる。第四章第二節には、破片の速度的特徴からこれらを早期放出破片群ならびに後期放出破片群に分割し、これらの破片群毎に破片質量を推定し、これを用いて、群別に破片の速度質量分布を求め(4-2-2-3)、これを既存の破片の質量分布と比較する(4-2-2-4)。さらに、本実験により求められた破片の放出の様相を既存の実験結果と比較し(4-2-3-1)、早期放出破片群と spall 破片との(4-2-3-2)、後期放出破片群と Z-モデルにより放出される破片との比較を(4-2-3-3)行う。第四章第三節では、後期放出破片群の特徴と放出機構のモデル化を行った。4-3-1 に後期放出破片群の特徴と放出の条件を示し、これに基づいて、衝撃波に対するターゲットの弾性的応答を用いたモデルを提案し(4-3-2)、4-3-3 には後期放出破片群がターゲット表面から放出される時間が遅いことを説明付ける方法を提案する。第四章第四節には、衝突角度の効果を、早期放出破片群、後期放出破片群に分けて示す。また 4-4-3 には衝突角度の効果が衝突条件により異なることを示した。第四章第五節には、与えられた速度以下で放出される破片の積算質量ならびに破片の積算個数分布について述べる。

第五章には結論を述べる。

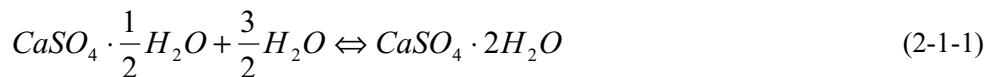


## 2. 実験方法

### 2-1. 石膏ターゲット

#### 2-1-1. 作成方法

本研究で用いた石膏ターゲットは、歯科用石膏として市販されている半水石膏( $\text{CaSO}_4 \cdot 1/2\text{H}_2\text{O}$ )を 10: 9 の割合で水と混合し、5 分間以上攪拌した後に型枠に流し込み製作したものである。水と混和させることにより、半水石膏は次式のように 2 水石膏となり、この針状結晶が絡まり合うことにより強度が生じる。



これらを 30 分間以上静置して十分に固化させた後に型枠をはずし、これらを 20 日以上、室温の大気中で養生・乾燥させた。乾燥が終了した後のターゲット質量は、型枠をはずした直後の約 0.62 倍である。

ターゲットサイズは、衝突の結果が、側面の欠ける遷移領域ならびに破壊領域ではなくクレーター形成領域になるように、90 x 90 x 40 mm から、300 x 300 x 260 mm の直方体とした。石膏に対する斜め衝突における、クレーター形成領域を実現し得る衝突条件に関しては Appendix A に述べる。

ターゲットの衝突実験を行う面は、離型剤の影響をなくすため、ならびに表面を平らにするために、紙やすりをかけた。また、破片の形や表裏を高速度カメラの画像上で見分けやすくするために、表面に絵の具で薄く色を付け、油性ペンで線を引き、十分に乾燥させた。この絵の具が衝突クレーター形成に与えた影響は無視できると考えられる。なぜなら、着色したターゲットに形成されたクレーターと着色していないものに形成されたクレーターの形状との間には、有意な相違が見出せないためである。たとえば、最もターゲット表面の状態の影響を受けやすい、その表面を含む spall 破片の放出された領域の幅を較べると、着色したものとしていないものとの差は t 検定より有意ではないとされた(図. 2-1)。

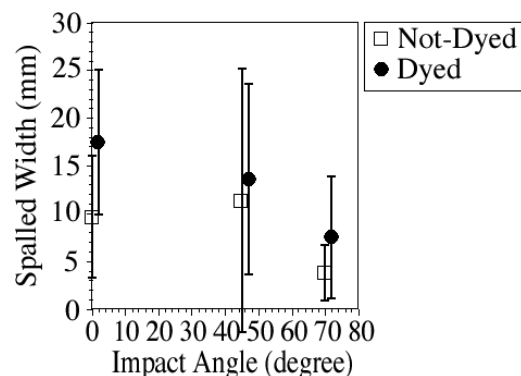


図 2-1. spall 領域の幅の衝突角度依存性における着色の影響: spall 領域の幅の定義については 3-1-1 参照。誤差棒は  $2\sigma$  を表す。

**Fig. 2-1. Effect of painting on impact angle dependence of width of spalled regions:** definitions of these variables are listed in section 3-1-1. Error bars represent  $2\sigma$  of each datum.

### 2-1-2. 物質特性

石膏ターゲットの密度を 107 点サンプリングして計測すると、 $920 \pm 44 \text{ kg/m}^3$  であった。2 水石膏の真密度が  $2320 \text{ kg/m}^3$  であるので、本研究で用いた石膏の空隙率は約 60 % である。乾燥後のターゲットには、0.1 mm から 1 mm の気泡があり(図. 2-2(a))、これは流し込み時に水が封入されていたものと考えられる(Vekinis et al., 1993)。紙やすりで平らに研磨したターゲットの断面に見られた結晶のサイズは  $10 \mu\text{m}$  程度である(図. 2-2(b))。本実験で用いた石膏の縦波音速は  $2170 \pm 150 \text{ m/sec}$  であり、横波音速は S/N が悪く測定できなかった。これは多孔質物質である石膏の内部において、横波が効果的に減衰されたためと考えられる。石膏の衝撃波速度  $U_t$  とその通過後の粒子速度  $u_{pt}$  の関係を表す実験式(2-1-2)の定数、 $C_t$ 、 $s_t$  の値は Simakov et al. (1974)からおのこの 2450、1.80 である。

$$U_t = C_t + s_t u_{pt} \quad (2-1-2)$$

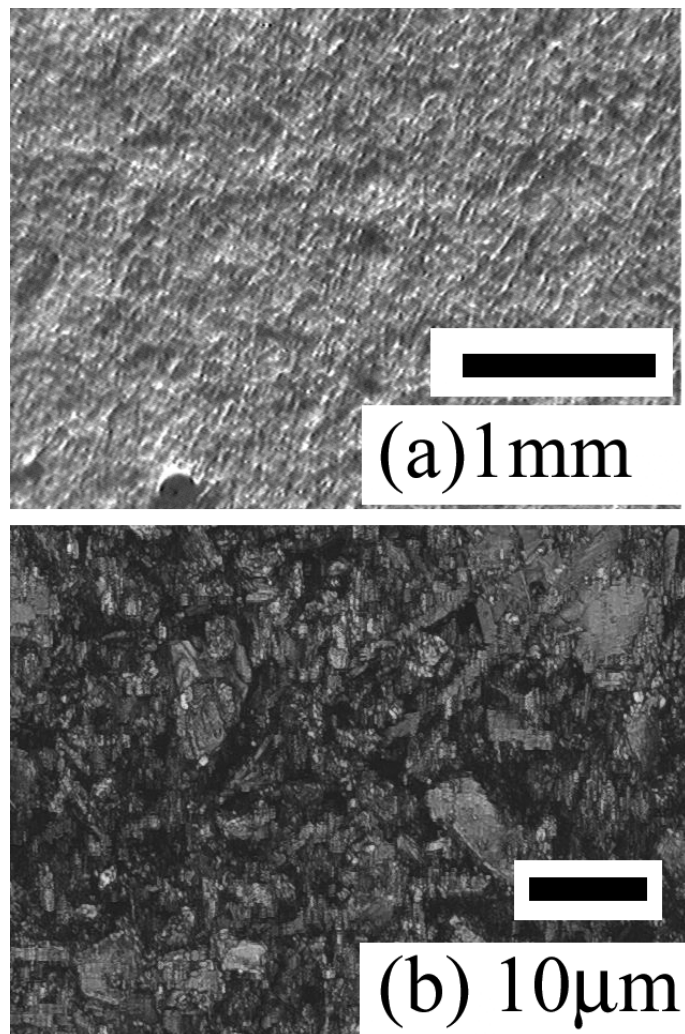


図 2-2. 石膏ターゲットの断面図: (a)光学顕微鏡で撮影したターゲット表面に見られる気泡 (b)レーザー顕微鏡で撮影したターゲットの断面に見られる石膏の結晶

Fig. 2-2. Cross sectional image of a gypsum target: (a) Pores on a target (b) Crystals of gypsum dehydrate

本実験で用いた石膏の圧縮破壊強度は  $12 \pm 1.7 \text{ MPa}$  である。引っ張り破壊強度は Vekinis et al. (1993) のものを外挿すると、約  $1 \text{ MPa}$  となる。これらの測定した音速と圧縮破壊強度から求めた、本石膏のヤング率は  $4 \times 10^9 \text{ Pa}$  であり、玄武岩の  $7 \times 10^{10} \text{ Pa}$  と比べると一桁以上小さい。

衝突に伴う 2 水石膏の脱水と蒸発の可能性について評価する。2 水石膏は、圧縮に対しては  $20 \text{ GPa}$  を超えても脱水を起こすことはなく (Knittle et al., 2001)、また、衝突によりこれを蒸発させるためには  $32 \text{ GPa}$  の衝撃圧力が必要である (Gupta et al., 1999)。したがって、ナイロン弾の  $4 \text{ km/sec}$  の衝突により発生すると計算される  $14 \text{ GPa}$  (4-1-3 にて解説) においては、衝突発生圧力による 2 水石膏の蒸発はもちろん、脱水も考慮する必要がない。一方で、2 水石膏は熱により脱水しやすく、大気圧下で  $333 \text{ K}$  に加熱されただけで脱水する。衝突により発生するターゲット内部の温度の計測は困難を極めるため本研究では行われていないが、Kadono and Fujiwara (1996) で行われた、速度  $4 \text{ km/sec}$  でのナイロンどうしの衝突において計測された、衝突形成蒸気雲の温度は  $5000 \text{ K}$  であるため、衝突により発生した熱による 2 水石膏の脱水は起こりうると思われる。

しかしながら、石膏の脱水がクレーター形成に与える影響は以下の理由により、限定的であると考えられる。

ひとつにはまず、2 水石膏は非常に優れた断熱材であり、等圧核での温度が  $5000$  度となり、その継続時間が  $50 \text{ msec}$  であると仮定したとしても、等圧核から  $1 \text{ mm}$  の距離にある点での温度上昇は  $7 \times 10^{-12} \text{ K}$  に留まると見積もられる。 $50 \text{ msec}$  は、本実験において、飛翔体の衝突から  $90 \%$  以上の破片がターゲット内から放出されたと考えられるまでにかかる時間である (3-4-2 参照)。この計算に際し、石膏の熱伝導率と比熱は、理科年表よりおのおの、 $0.13 \text{ W/mK}$ 、 $0.25 \text{ kcal/kgK}$  とした。したがって、本実験での衝突条件では熱伝導の効果は無視でき、衝突により直接加熱された部分のみの脱水を考えればよい。

また、石膏内を伝播する衝撃波の減衰率は高く、詳しくは 4-1-4 で述べるが、たとえば、等圧核の縁から  $4.5 \text{ mm}$  離れると衝撃圧は等圧核でのその  $1/10$  になる。したがって、石膏ターゲット中に伝播していく衝撃波による過熱の不確定性は等圧核の決定精度における不確定性に含まれるとしてよく、等圧核における脱水のみを考えればよい。Nakazawa et al. (2002) の玄武岩への衝突実験により測定された等圧核の厚さは飛翔体の厚みの  $0.6$  倍であった。これは直径  $7 \text{ mm}$  の飛翔体に対して、その進行方向で高々  $4 \text{ mm}$  の厚さの等圧核が形成されることに相当する。たとえ半径  $4 \text{ mm}$  の領域すべてが脱水されたと仮定しても、気化した  $\text{H}_2\text{O}$  の質量は  $0.17 \text{ g}$  であり、これは全放出質量  $12 \text{ g}$  と較べて十分に小さい。また、この水蒸気すべてが空隙の中に押し込められたまま、気化し高温になったと仮定したときの発生圧力は  $200 \text{ MPa}$  であり、これは衝突により発生する圧力  $14 \text{ GPa}$  と較べて十分に小さい。

### 2-1-3. 石膏ターゲットの利点

本研究では、多孔質の小天体あるいは、天体表面に存在すると思われる多孔質のレゴリスに対する衝突を考察するために、石膏を用いた。石膏そのものは、小天体上に普遍的に存在する

ものではないが、多孔質ターゲットに対する衝突実験を行うに際し、次の利点があるのでこれを用いた。

1. 比較的高い空隙率 60 %でありながら、構成粒子の直径は  $10\mu\text{m}$  程度、かつ均質で、直径 50 cm 程度までの大きなターゲットを製作することができる。
2. 石膏内部に形成された空隙は、開孔(open pore)であるので、ターゲットチャンバーを真空にすることにより、空隙の内部まで真空にすることができる。
3. 石膏は白いので、高速度撮影のための露光の足りない条件下でも破片の動きを撮影しやすい。
4. Vekinis et al. (1993)のように型に流し込んだ後の石膏に荷重を加えてより高密度の石膏を作ったり、Çolak (2000)のように発泡剤を混入することにより更に密度の低い石膏を作ったりすることにより、空隙率の異なる石膏ターゲットを製作することのできる可能性がある。

## 2-2. 衝突条件

石膏に対する高速度斜め衝突クレーター形成実験は、独立行政法人 宇宙航空研究開発機構 宇宙科学研究本部にある、2 段式軽ガス銃を用いて行われた。この銃はヘリウムガスを用いた水平発射式で、銃口の下流に設置したターゲットチャンバー内のターゲットに、1.2 km/sec から 4.6 km/sec までの速度で、飛翔体を衝突させることが可能である。ターゲットチャンバーは直径 50 cm、長さ 50 cm の円筒形で、内部は 10 から 150 Pa まで排気した。銃口からターゲットまでの距離は約 5.5 m である。飛翔体加速装置の全貌と基本的な配置を図. 2-3 に示す。

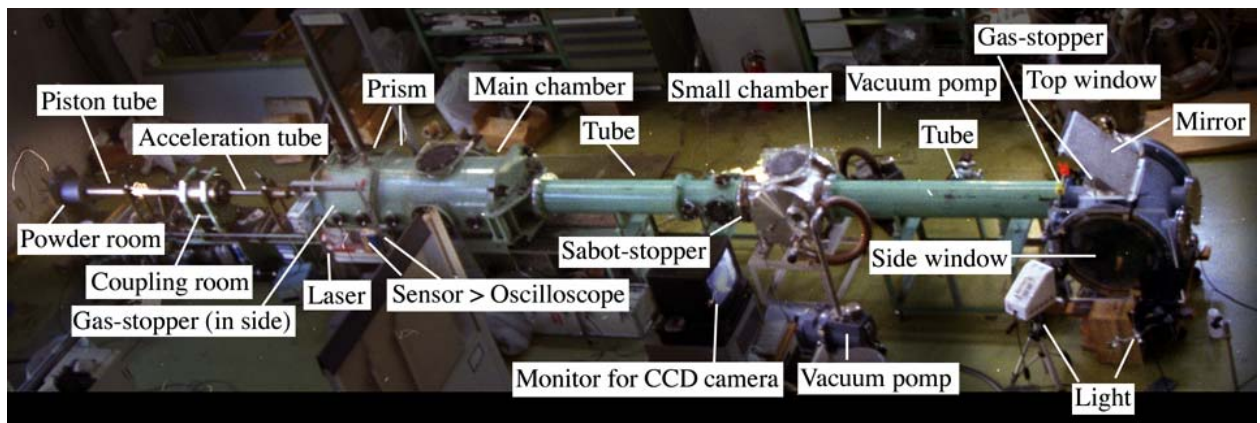


図 2-3. 二段式軽ガス銃とターゲットチャンバー：このランでは側面窓のみの使用のため、鏡の取り付け方は実際と逆になっている。高速度カメラは画面の外、右下に設置されている。

**Fig. 2-3. Two-stage light-gas gun and target chamber:** The mirror is facing opposite side because this run doesn't employ the top window. The high-speed camera is set opposite to the side window, out of this picture.

飛翔体は、直径  $7.13 \pm 0.01$  mm と 3 mm のナイロン球を用い、その質量はおおよそ 0.21、0.02 g である。ナイロンの密度は  $1146 \text{ kg/m}^3$  であり、縦波音速は 2530 m/sec、衝撃波を表す式(2-1-2)の定数  $C_p$ 、 $s_p$  の値はおおよそ 3945、1.171 である(LASA Shock Hugoniot Data より)。直径が 3 mm のナイロン球に関しては、これをポリカーボネート製の 2 分割サボに入れて加速し、加速管からの発射後に分割したサボを延長管の途中に設置したサボストッパーを用いて止め、このサボストッパーの中央の穴からナイロン球のみを通すことにより、3 mm 球のみの衝突を実現した。飛翔体衝突速度は、銃口の近くに設置した 3 本のレーザーを飛翔体が横切る時間差から求めた。衝突角度に関しては、直径 7 mm ナイロン球を用いて、衝突速度  $4.2 \pm 0.4$  km/sec で行い、ターゲットの角度を傾けることにより 0 度(垂直衝突)から 85 度まで変化させた。衝突条件に関してはポリカーボネート製のサボによる衝突を含めて、Table. I に示す。

本研究では、飛翔体加速ガスがターゲットチャンバー内に入り、破片の動きを乱すのを防ぐために、次の 3 点を工夫した。

1. 銃口にガスストリッパプレートを設置した。
2. 銃口からターゲットまで、可能な限りの延長管、ならびにチャンバーを接続し、これ



らをダンパーとした。

3. 実際に衝突を行うチャンバーのひとつ手前のチャンバーの入り口に絞り込みフランジを接続し、加速ガスの流入を阻止した。

さらに、衝突により発生した高速度の破片と、衝突発生ガスが視界を遮り、遅れて放出される破片に衝突するのを防ぐために、次の3点を工夫した。

1. 衝突を行うチャンバー内を、柔らかくダスト吸着性のある化繊のパイル地の布で可能な限り覆った。化繊は高速度の放出物との摩擦熱により部分的に融けてこれらを絡め取るため、パイル地は化繊を融かすほどの速度を持たないものを物理的に絡め取るためである。
2. この銃に接続できるチャンバーの中で、最も大きなものをターゲットチャンバーとした。
3. ターゲットチャンバーの入り口は敢えて大きく開けた。これはターゲットチャンバーのひとつ手前のチャンバーを、衝突により発生したガスのダンパーにするためである。
4. 衝突点から遠いほうの窓を撮影窓とし、撮影窓以外は極力緩衝材で覆った。

**Table I Experimental Conditions**

Run No.	Projectile Material	Mass g	Target Material	Shape	Mass kg	Shot on	Impact Velocity km/sec	Angle degree
<3D-view with the slit>								
0_01	nylon	0.21	gypsum	cube	5.829	side	4.58	0
0_02	nylon	0.22	gypsum	cube	4.996	side	4.00	0
0_03	nylon	0.22	gypsum	cube	5.195	side	4.00	0
45_01	nylon	0.22	gypsum	cube	2.542	bottom	4.00	45
<3D-view with two cameras>								
0_04	nylon	0.21	gypsum	cube	7.166	side	4.00	0
<2D-view with a camera>								
0_05	nylon	0.21	gypsum	cube	5.917	side	4.11	0
0_06	nylon	0.22	gypsum	cube	5.125	side	4.27	0
0_21	polycarbonate	0.11	gypsum	cube	0.749	side	3.84	0
0_31	nylon	0.21	gypsum	cube	0.824	side	1.20	0
45_02	nylon	0.22	gypsum	cube	2.485	bottom	4.36	45
45_03	nylon	0.21	gypsum	cube	2.471	side	4.36	45
45_04	nylon	0.21	gypsum	cube	2.080	side	3.70	45
45_05	nylon	0.21	gypsum	cube	1.728	side	4.20	45
45_21	nylon	0.02	gypsum	cube	0.300	top	4.53	45
60_01	nylon	0.22	gypsum	cube	1.318	bottom	4.31	60
70_01	nylon	0.21	gypsum	cube	0.847	top	4.00	70
70_02	nylon	0.21	gypsum	cube	0.804	top	4.37	70
70_03	nylon	0.21	gypsum	cube	0.872		4.08	70
<No camera>								
0_07	nylon	0.21	gypsum	cube	4.319	side	4.20	0
0_08	nylon	0.21	gypsum	cube	7.653	side	4.00	0
0_09	nylon	0.21	gypsum	cube	3.539		4.00	0
0_10	nylon	0.22	gypsum	cube	4.713	side	3.5	0
0_11	nylon	0.22	gypsum	cube	3.995	side	3.74	0
0_22	nylon	0.02	gypsum	cube	0.665	side	4.00	0
0_32	nylon	0.21	gypsum	cube	1.106	side	1.92	0
0_33	nylon	0.21	gypsum	cube	0.995	side	2.05	0
0_34	nylon	0.21	gypsum	cube	0.770	side	2.11	0
0_35	nylon	0.21	gypsum	cube	1.080	side	1	0
15_01	nylon	0.21	gypsum	cube	4.255	side	3.60	15
30_01	nylon	0.21	gypsum	cube	4.236	side	3.80	30
45_06	nylon	0.21	gypsum	cube	2.498	side	4.20	45
45_07	nylon	0.21	gypsum	cube	1.018	top	4.26	45
45_08	nylon	0.21	gypsum	cube	2.686	side	3.40	45
45_09	nylon	0.21	gypsum	cube	2.769	side	4.00	45
45_10	nylon	0.21	gypsum	cube	2.811	side	4.50	45
45_11	nylon	0.21	gypsum	cube	2.340	side	4.28	45
45_12	nylon	0.21	gypsum	cube	2.572	top	4.00	45
45_13	nylon	0.21	gypsum	cube	2.514	bottom	4.28	45
45_14	nylon	0.21	gypsum	cube	2.596	bottom	3.91	45
60_02	nylon	0.21	gypsum	cube	2.177	side	4.20	60
70_04	nylon	0.21	gypsum	cube		top	4.00	70
70_05	nylon	0.21	gypsum	cube	0.830	bottom	4.28	70
75_01	nylon	0.21	gypsum	cube	1.080	side	4.20	75
75_02	nylon	0.21	gypsum	cube	0.807	bottom	3.78	75
80_01	nylon	0.21	gypsum	cube	0.983	side	4.20	80
80_02	nylon	0.21	gypsum	cube	0.664	bottom	4.46	80
85_01	nylon	0.21	gypsum	cube	1.025	side	4.20	85
<Disruption with a camera>								
DC0	nylon	0.21	gypsum	cube	1.166	side	4.34	0
<Disruption of basalt target with a camera>								
DCB0	nylon		basalt	cube	15	side	4.30	0

## 2-3. 撮影条件

### 2-3-1. 高速度カメラ

本研究においては、衝突クレーター形成において放出される破片を非接触で速度計測するために、合計 4 種 5 台の高速度カメラを使用した。撮影速度、露出、画面サイズなどは、本研究で使用した値であり、必ずしも各機器の最大撮影速度ではない。撮影速度、撮影距離、使用機材などは実験により異なる(Table II)。

**Table II Camera Conditions**

Run No.	Impact			Camera			velocity limit by track	1 pixel	fragment consists of 4 pixels	Width of a slit	Height of the slit	secondary collisions
	Vi km/sec	Angle degree	Surface		framing rate frames /sec		m/sec	mm	mg	mm	mm	
<3D-view with the slit>												
0_01	4.58	0	side	TMR E-2	3000	side window	90	0.5	0.69	20	20.5	N. A.
0_02	4.00	0	side	CodacHS4500	4500	top window	30	0.85	3.40	15	12*	N. A.
0_03	4.00	0	side	CodacHS4500	4500	top window	30	0.84	3.28	15	12*	N. A.
45_01	4.00	45	lower	CodacHS4500	4500	side window	40	1.36	13.93	15	55	N. A.
<3D-view with two cameras>												
0_04	4.00	0	side	NAC E-10	3000	side window	25	0.4	0.35			measured
				NAC E-10	3000	top window	15	0.2	0.04		N. A.	
<2D-view with a camera>												
0_05	4.11	0	side	TMR E-2		side window	90	0.5	0.69			N. A.
				Shimazu HPV-1	32000	side window	400	1.4	15.19		N. A.	
0_06	4.27	0	side	CodacHS4500	4500	side window	20	0.89	3.90			measured
0_21	3.84	0	side	CodacHS4500	9000	side window	20	0.68	1.74			N. A.
0_31	1.20	0	side	TMR E-2		side window	90	0.5	0.69			N. A.
45_02	4.36	45	lower	CodacHS4500	4500	side window	20	1	5.54			measured
45_03	4.36	45	side	CodacHS4500	4500	top window	20	1	5.54			N. A.
45_04	3.70	45	side	NAC E-10	3000	side window	20	0.4	0.35			measured
45_05	4.20	45	side	CodacHS4500	9000	side window	20	1	5.54			measured
45_21	4.53	45	upper	CodacHS4500	9000	side window	30	0.73	2.15			N. A.
60_01	4.31	60	lower	CodacHS4500	4500	side window	20	0.84	3.28			N. A.
70_01	4.00	70	upper	CodacHS4500	4500	side window	30	1.36	13.93			measured
70_02	4.37	70	upper	CodacHS4500	9000	side window	20	0.6	1.20			measured
70_03	4.08	70	side	CodacHS4500	9000	top window	20	1.04	6.23			N. A.
<Disruption with a camera>												
DC0	4.34	0	side	CodacHS4500	9000	side window	20					N. A.
<Disruption of basalt target with a camera>												
DCB0	4.30	0	side	CodacHS4500	9000	side window	20					N. A.

\*スリット付きターゲット容器内でのターゲットの固定なし



1. 高速度 16 mm フィルムカメラ(NAC E-10)2 台。撮影速度 3000 - 6000 コマ/秒、露出 1/10000 sec。フィルムスキャナを用いて、必要十分なフィルム解像度でデジタル化したときの画面サイズは 800 x 1100 pixels。

2. 高速度デジタルビデオカメラ (KODAK EKTAPRO HS Motion Analyzer Model 4540) 撮影速度 4500 - 9000 コマ/秒、露出 1/4500 - 1/9000 sec、画面サイズ 255 x 255 pixels, 255 x 126 pixels (撮影速度と同じ順序)

3. TMR E-2。撮影速度 3000 コマ/秒、露出 1/10000 sec、画面サイズ 512 x 392 pixels

4. Shimazu HPV-1 撮影速度 32000 コマ/秒、露出 1/64000 sec、画面サイズ 312 x 260 pixels

ターゲットチャンバーの側面ならびに上面につけられたアクリル窓を通して、照明ならびに撮影を行った。照明は 600 W と 1 kW のハロゲンライト各 1 台ずつと 72 W のメタルハライドランプ 2 台である。主に 1 台のカメラを用いてターゲットチャンバーの側面窓からの撮影を行った。2 台の 16 mm フィルムカメラで 2 方向から撮影することにより破片の 3 次元速度を求める実験を 1 セット、中速度のカメラ(TMR E-2)と高速度のカメラ(Shimazu HPV-1)を同時に使用することにより、より広い速度範囲の破片を測定する実験を 1 セット(図. 2-4)行った。高速度カメラとターゲットの距離は 100 から 300 cm で、視野は 15 から 30 cm である。破片が、弾道の前後 15 cm(被写界深度の代表値)にあるときの像の長さと、同じ破片が弾道上にあるときの長さの差は約 8 %である。高速度カメラ 3 を用いた実験では望遠レンズを使用し 300 cm の位置から撮影を行い、これを 4 %以下にした。フィルムおよび撮像素子のサイズは 4 台とも約 1 cm 四方である。

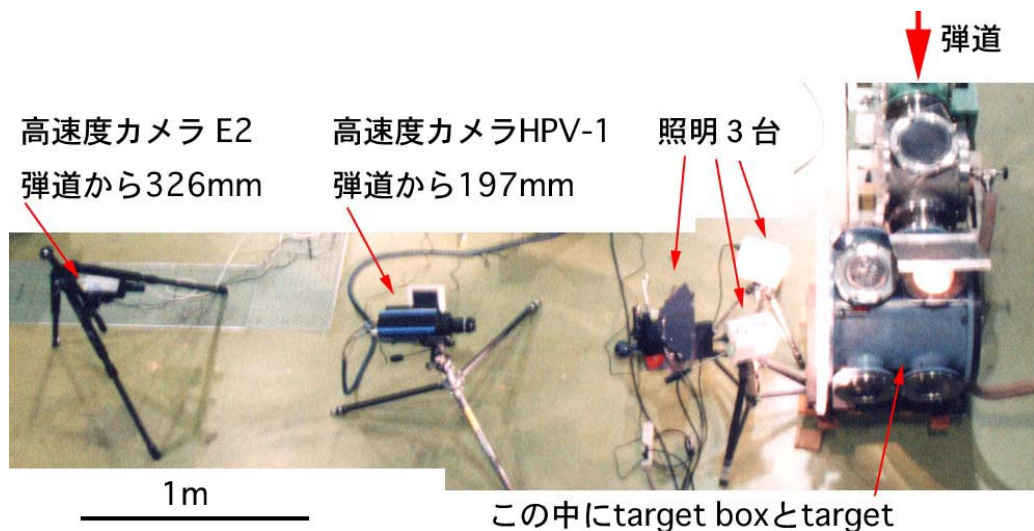


図 2-4. ターゲットチャンバーとカメラの配置: 飛翔体弾道と直交する方向から撮影を行った。

Fig. 2-4. Target chamber and high-speed video cameras: Camera's line of sight is perpendicular to the projectiles trajectory. Lights are also shown.

### 2-3-2. スリットつきターゲット容器

本研究では、幅 20 mm(実験番号 0\_01)、幅 15 mm (実験番号 0\_02、0\_03、45\_01)のスリット付きターゲット容器を使用した実験を実施した。石膏ターゲット上に形成されるクレーターの形は、中心部の深くて丸い **pit** と呼ばれる部分と、この周りに存在する浅い **spall** 領域により構成される。この二つの領域に対し、スリットは図. 2-5 の様に位置する。スリットの幅、およびこれのターゲット表面からの高さは Table II に併記する。飛翔体はスリットの隙間からターゲット容器に入り、ターゲットに衝突する。衝突により形成された破片のうちスリットを通りぬけたものだけが観測される。幅 20 mm、15 mm のスリットにより、**pit** 領域のうち 14、32 %の、**spall** 領域のうち 69、77 %の面積がそれぞれ遮蔽されている。

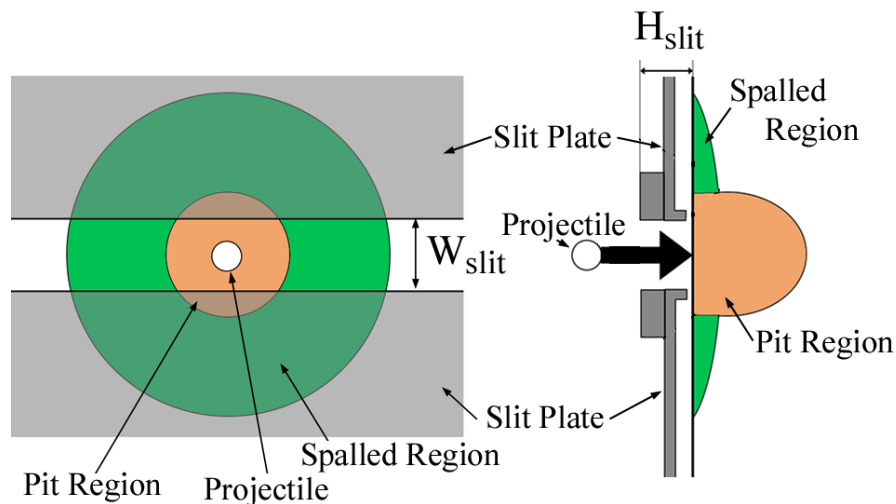


図 2-5. クレーターの 2 領域とスリットの位置：スリット幅  $W_{\text{slit}}$ 、スリット高さ  $H_{\text{slit}}$  は実験により変化する。飛翔体はスリットの間に撃ち込まれる。飛翔体弾道とスリットを含む平面に直交する方向から、高速ビデオカメラの撮影を行った。

**Fig. 2-5. Two regions of a crater and a pair of slit plates:** Width and height of the slit,  $W_{\text{slit}}$  and  $H_{\text{slit}}$ , was changed with experimental runs. The projectile struck on the target's surface through the slit. High-speed video camera was set with its light axis perpendicular to a plane, which included projectile's trajectory and the opening of the slit.

このようなスリット付きターゲット容器を用いることにより、以下の利点がある。

1. 観測された破片の初期位置から、その破片がクレーターのどの領域から放出されたかを知ることができる。
2. 破片放出をカメラの光軸と直交する面に限定することにより破片の 3 次元速度を求めることが可能になる。
3. 細かい破片が比較的高速度、低角度で放出される **ejecta cloud** の放出を部分的に阻止できるので、比較的視界がよい。
4. 細かくて多数の破片が放出される、クレーター形成後期においてその数を減らすことに

より破片同士の重なりを減らし、破片の軌跡が確認しやすくなる。

ただし、スリット付きターゲット容器を用いることにより、以下の不利な点がある。

1. サイズの大きな破片はスリットに阻止されて放出されずらい。
2. 衝突の位置とターゲット表面の位置を、画像から確認することが困難である。

垂直衝突により放出された破片のサイズと数を Table III に挙げる。もともと大きな破片は少ない上に、初期位置によっては大きな破片もスリットを通りぬけることができるため、その境界は明確ではないが、半径が 3 mm を超える破片の観測数に関しては、スリットを用いた実験におけるものは、スリットを用いない実験におけるものと較べて少なくなると考えることは妥当である。逆に、半径 1 mm 以下の破片に関しては、明瞭な視界を得られるスリットありの実験のほうが、より多くの破片を検出できていることが示された。

**Table III Size distribution of fragments measured in slit and no-slit runs**

Fragment radius mm	Number of fragments	
	No. 0_02 Slit	No. 0_06 No-slit
- 1	649	338
1 - 2	64	61
2 - 3	9	11
3 - 4	0	5
4 -	2	6

放出された破片のうち、スリットの内側面に衝突して跳ね返る破片の数を調べるために、カメラの光軸と平行にスリットを設置し較正実験を行ったところ、その軌跡から 15 mm 幅のスリットの高さ 12 mm の内側面に衝突したと思われる破片は 3/190 個であった。初期位置決定精度の悪さからスリットの外側から放出されたと予測された破片や、チャンバー壁などへの衝突を繰り返したと思われる破片を合わせても、スリットから放出されていない破片の数は 19/190 個であった。また、計測された破片のうち 64 %のものの放出角度は 75 度から 90 度となっている (Table IV)。したがって、スリット内側面への衝突による破片軌道の影響は支配的ではないと考えられる。

**Table IV Ejection angles and collisional probabilities in run No. 0\_03**

Ejection angle degree	Number of fragments	Fraction
- 45	0	0.00
45 - 60	6	0.03
60 - 75	59	0.33
75 - 90	115	0.64
Sum	180	1.00
Collide with slit	3	0.02

実験番号 45\_01 においては、ターゲット表面から 55 mm の位置にスリットが設置されたため、ターゲット容器内での二次衝突を経験した破片が、遅く遅れて放出された破片に衝突し、それらの放出速度を変えてしまった。したがって、実験番号 45\_01 においては低速度で放出された破片の速度計測を行っていない。

### 2-3-3. 配置

ターゲットチャンバー内の配置を図. 2-6 に例示する。全ての図において、飛翔体は左から右に水平に入射し、重力の方向は下向きである。このチャンバーは側面の窓が大きいのが特徴であり、高速度カメラの撮影も基本的にこの窓から行っている。カメラの光軸は画面に対して垂直である。2 台のカメラを用いて直交する 2 方向からの破片速度計測を行う際には、鏡を用いて上窓から撮影を行った。照明は主に側面の窓から行った。図中のターゲットには、参考のため、衝突後に形成されるクレーターの代表的な形を書きこんである。ターゲットのどの面に衝突を行い、またどの窓から観察を行ったか、ならびにスリット付きターゲット容器の使用の有無は Table II に併記した。

このチャンバーには飛翔体を導入するための窓が手前側と奥側との 2 ヶ所にあり、おのこの窓の中心軸から近い側の側面窓までの距離は 15 cm である。このため、手前側の窓から飛翔体を導入すると、衝突クレーター形成により放出された破片の一部が撮影用の側面窓に衝突するのを観測することが可能になる(詳しくは 3-4-1-3 参照)。ただし、窓に衝突した破片は、その表面に石膏粉末の塊を残し、また、その一部はチャンバー内に跳ね返るため、画面上で破片を追跡するには不利になる。逆に、奥側の窓から飛翔体を導入すると、撮影を行う側の窓への衝突は見られず、破片の追跡に適した明瞭な視界を得ることが可能である。ターゲットチャンバーの内壁には、厚さ 1 cm のスポンジとパイル地の布からなる緩衝材を敷き詰める(2-2 の 2 群目のリストの 1 番参照)とともに、奥側の窓にもスポンジを貼り付け、破片の二次衝突による破壊ならびに跳ね返りを減少させた。斜め衝突においては、下流方向に発泡スチロール板を布ガムテープで補強した積層型緩衝材を入れて、高速度の放出である jet によるターゲットチャンバーの破損を防ぐと同時に、これらの捕獲あるいは吸収を図った。

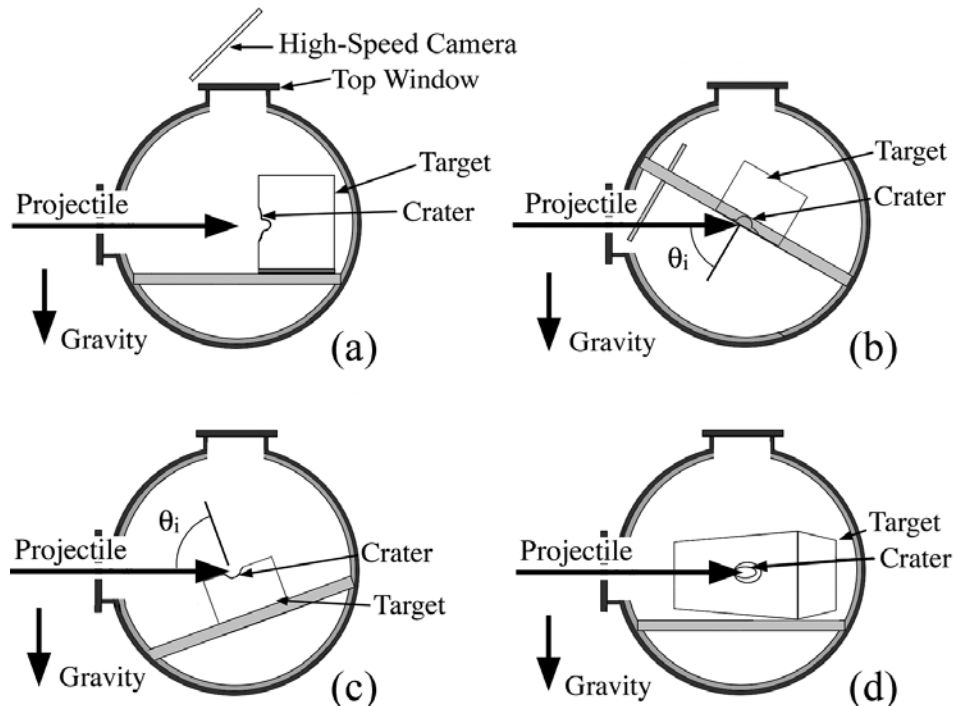


図 2-6. 真横から見たターゲットチャンバーとその内の配置: 飛翔体は左から右へ水平に入射し、重力は下向き、側面窓からの撮影ではカメラの光軸は紙面に対して垂直で奥向きである。(a)垂直衝突の場合。実験により上窓より鏡を介して撮影を行った (b) 斜め衝突、下面への衝突の場合。(c) 斜め衝突、上面への衝突の場合。(d)斜め衝突、側面への衝突の場合。

**Fig. 2-6. Side view sketch of the experimental set up: trajectories of projectiles are from left to right, gravity is downward, and light axes of high-speed video cameras are in direction of perpendicular to this paper. (a) Vertical impacts. In some cases, movies were taken from the top window. (b) Oblique impacts on the lower surface. (c) Oblique impacts on the upper surface. (d) Oblique impacts on the side surface.**

衝突角度が 0 度つまり垂直衝突では、円筒形のチャンバー内に渡した板にターゲットを乗せ、その側面に飛翔体を衝突させた。スリット付きターゲット容器を用いた実験では、容器に入れたターゲットを同様に設置した。スリットの向きは、0\_01, 0\_03 では紙面と平行、0\_02 では紙面に垂直である。クレーター形成面に対して横向きに重力が働いているため、破片の初期位置をクレーターの底であると仮定すると、0.3 m/sec 以下の速度を持つ破片はターゲット表面から放出される前に pit の側壁に落ちてしまい、これを破片として測定することができない。また、スリットはターゲット表面から 20 mm の位置までであるので、クレーターの底から放出される破片のうち、0.9 m/sec 以下のものがスリットを越えて放出されることはない。したがって、放出後の速度計測においてこの値以下の速度で放出されていると観測された破片は、より浅い位置からの放出されたものか、途中で破片同士の衝突を経験したものである可能性がある。

斜め衝突においては、ターゲットの下向きの面への衝突、上向きの面への衝突、側面への衝突の 3 種類の設定で実験を行った。それぞれの得失は以下の通りである。

ターゲットの上向きの面への衝突は、照明ならびにターゲットの設置の容易さの点で優れて

いる。しかし、放出方向が上向きであるため、0.5 m/sec 以下の速度で放出された破片は、たとえターゲット表面からの放出であったとしても、ここから 13 mm しか離れることができず、ターゲットから十分に分離した個々の破片として認識される前に重力により下向きの速度を得て落下してしまう。また、一度上向きに放出された破片が重力により落下してくることにより、より早期に放出され落下してきた破片が、より遅く放出された破片に衝突したり、画像上で重なったりする点で、より遅い破片の観測という目的には不利である。

ターゲットの下向きの面への衝突では、初速度が 0.1 m/sec 以下の破片でも、重力に従ってクレーターという開口部から落ちてくるので、遅い破片の存在を検知しやすい。また、速度の大きな破片ではターゲットチャンバーの床面での跳ね返りも少しはあるが、比較的速度の小さい破片では重力のおかげで破片は床に留まる。このように重力を利用することにより、一度カメラの視野を通りぬけた破片が、再び視野に入ったり、より低速度の破片に衝突したりする危険性を減らすことができるという、大きな利点がある。しかしながら、1 m/sec 以下の破片に関しては重力の影響により速度測定精度が悪くなることは免れ得ず、また、照明ならびに設置に困難がある。

斜め衝突での側面衝突は、飛翔体の照準精度を上げられること、照明ならびにターゲットの設置が容易であることが利点である。また、二次衝突を用いて破片の 3 次元速度を測定するにあたり、上述の 2 種とは異なった方向へ放出される破片を測定するために導入された。