

レーザー変位計を用いたその場計測による衝突クレーター形成過程の物理的解明

山本 聡¹、長谷川直²、鈴木絢子²、松永恒雄¹

¹国立環境研究所, ²JAXA

1. はじめに

過去に行われてきた衝突クレーター形成実験では、衝突素過程をブラックボックス的に捉え、実験後に測定されたクレーターの最終形状データについて統計解釈するという方法が用いられてきた。その為、例えば衝突クレーター形成に対するスケーリング則の衝突速度および標的物性依存性などがよく分かっていない[1, 2]。この問題を解決するには、クレーターの最終形状ではなく衝突掘削によって生じる物質の流動（掘削流）のその場観測を行い、その物理的解釈に基づいてスケーリング則を再考することが必要である。過去のクレーター形成過程のその場観測手法としては、Quarter-space 法 [e. g. 2, 3]が挙げられる。この手法は粉体標的の入れ物の一面を透明板で作成し、その透明板の近傍に垂直に弾丸を打ち込み、掘削流の様子について、透明板を通して高速ビデオカメラにより観測するというものである。しかし透明板と掘削流の相互作用が無視できないことから、定量解析には適さないという問題がある。一方、掘削流に影響を及ぼさない非接触による手法として、レーザー光を用いた方法が提案されている[e. g. 4-6]。この方法では、シート状のレーザー光を照射した状態で衝突実験を行い、放出物や掘削流内面で反射されたレーザー光の変化の様子を高速ビデオカメラで観測する。しかし、真空チャンバーの外から急角度（表面から 60°以上の角度）で高速ビデオカメラを使って観測する必要があるため、通常のクレーター実験による測定と比べて、測定空間分解能に大きな制約が生じる。その為、実際の天体衝突を想定した高速衝突条件下（衝突速度数 km/s 以上）における掘削流の定量データを、精度よく取得する事が難しいという問題がある。

そこで本研究では、衝突速度数 km/s 以上での掘削流の挙動について調べるための新しい非接触測定法の開発を行った。この方法は、従来のアプローチと違って高速ビデオカメラを使わず、超高速レーザー変位計を衝突点近傍にまで接近させて「その場」観測を行うことで、衝突直後の掘削流の時間発展の様子を高空間および高時間分解能かつ非接触で定量測定するものである。なお、高速ビデオカメラを使わないため、実験実施に必要な光学系の調整が不要だけでなく、取得データに対する変換処理や補正も不要である事から、実験実施の準備時間と手間を大幅に短縮できるという特徴も持つ[7]。

2. 測定手法と実験条件について

宇宙航空研究開発機構の大学共同利用施設である超高速衝突実験施設に設置されている縦型二段式軽ガス銃を用いて実験を行った。この縦型銃は弾丸を最大約 7-8km/s まで加速することができ、大きさ $\Phi 150\text{cm} \times 200\text{cm}$ の真空チャンバーに垂直に設置されていることから、重力支配域を模擬した粉体標的に対する高速衝突実験を行うのに適している。弾丸はポリカーボネイト（質量 0.06g、直径 4.76mm）を使用。ターゲットとして、内径 42cm の容器にいれられた乾燥珪砂 5 号（平均粒径約 500 μm 、バルク密度 1.3 g/cm³）を使用した。衝突実験は全て真空条件 20Pa 以下で実施した。今年度実施した実験について、クレーターのリム直径と衝突速度について図 1 にまとめた。この図より、クレーターリム径は衝突速度に対して冪乗関係で増加しているのがわかる。また 9 月と 10 月で大きさやトレンドに差がないことから、（一ヶ月の差ではあるが）時期による標的物性の違い（例えば湿度の影響等）は無視できると考えられる。

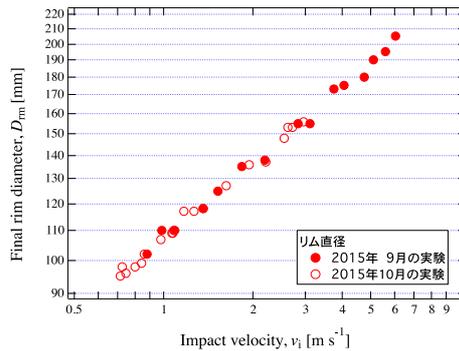


図1：形成されたクレーターのリム直径と衝突速度の関係。

図2にレーザー変位計による掘削過程のその場観測手法の概要図を示す。この方法では、縦型銃により加速された弾丸を粉体標的に垂直衝突させ、衝突によって形成される掘削領域の形状を、レーザー変位計を用いて測定する。このレーザー変位計（Keyence 超高速インラインプロファイル測定器）は数10cm領域での一次元プロファイルを1~2 kHzのサンプリングレートで連続取得することが出来るため、高速ビデオカメラを使う事無く、掘削過程の時間発展を非接触で測定できる。また、レーザー変位計は標的の上面から30cmに垂直に設置されていることにより、放出物に視界を遮られない位置関係になっている。このレーザー変位計により掘削領域の形状を各時間において測定し、衝突前の表面における掘削領域の直径 D_{ap} を、衝突からの時間 t の関数として測定する。

この方法では、衝突点から一同径方向に対してのみ測定がなされるため、 D_{ap} の決定においてはクレーター形状の軸対称性が仮定される。この場合、弾丸着弾点の中心位置の決定が重要である。そこで、毎回shotを行う前に標的表面上方からレーザー光を当て、レーザースポット中央に弾丸を手動で設置し、レーザー変位計を使って着弾予想点を決定した。この決定においては、shot毎に測定した着弾中心測定値について平均値をとり、そのばらつきを D_{ap} の決定時の誤差として取り扱った。また、レーザープロファイルのサンプリングレートは2 kHzとした。一方、サンプリングレート間隔内における標的表面上に着弾した正確な時間を知ることは難しい。そこで、衝突による擾乱がプロファイルデータの中で確認された最初の時間を $t=0.25$ msとし、さらに時間に対する不定性（つまり誤差）を ± 0.25 msとした。

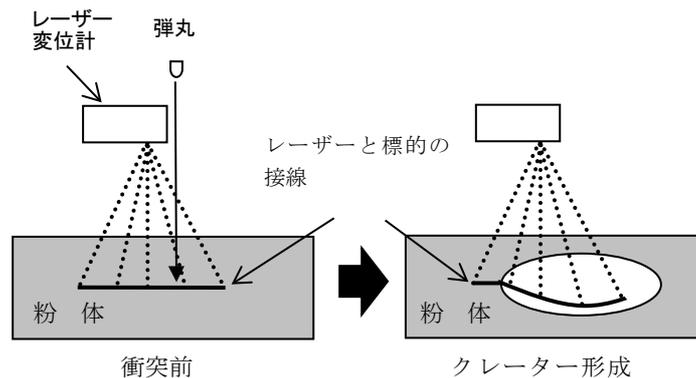


図2：レーザー変位計によるその場観測手法の概要図。

3. 結果

3. 1. 掘削キャビティーのプロファイル測定

図3に衝突速度 2208 m/s の場合におけるプロファイルの断続的時間発展の様子を示す。図中の各数字は

衝突からの時間である。これより、衝突による掘削領域（キャビティ）が時間とともに広がり、また放出物カーテンが横方向に広がり、最終的にクレーターリムが形成される様子が捉えられているのが分かる。

次に、この図から衝突前の高さ（図中の水平破線）で決定したキャビティ直径 D_{ap} を各時間に対して決定する。図 4 に D_{ap} と衝突からの時間 t についてプロットした（2.2km/s の結果が図 3 に対応）。これより衝突直後から $t \sim 0.03$ s くらいまで、 D_{ap} は t に対してほぼべき乗則で増加している。一方 $t \sim 0.03$ s 以降では D_{ap} の成長率が時間とともに減衰し、 $t \sim 0.1-0.2$ s 以降では D_{ap} は変化せず時間に対して一定となっている。これは $t \sim 0.1-0.2$ s 内でキャビティの拡大成長が終了したことを意味する。つまり過渡クレーター形成は約 0.1-0.2 s 後に終了したことを意味するが、これはクレーター形成典型時間 [1] $T_{tp} = (D/g)^{0.5} \sim 0.1-0.2$ s と調和的な結果となっている。その後、[2] で報告されているクレーター壁面の崩壊による D_{ap} の顕著な増加は見られなかった。これは今回使用している標的が [2] などで使用されているガラスビーズと違って、内部摩擦角が大きい事によるものと考えられる。

様々な衝突速度（0.7~6.1km/s）に対する結果についても図 4 で比較した。これより、衝突速度が高くなると、同じ時間における D_{ap} は増加するが、時間発展における初期段階のべき乗則による増加パターンと後半段階の増加率が減衰するパターンに違いは見られなかった。いずれの場合も過渡クレーター形成は約 0.1-0.2 s 後に終了するようである。一方、衝突速度が高くなると、全体的な傾向が上にシフトしている様子が見て取れる。また衝突速度 6.1km/s においても直径の時間発展の測定に成功している。以上の結果から、本手法を使うことで高速衝突条件下において、掘削流の直径方向の時間発展を精度よく測定出来ることがわかった。

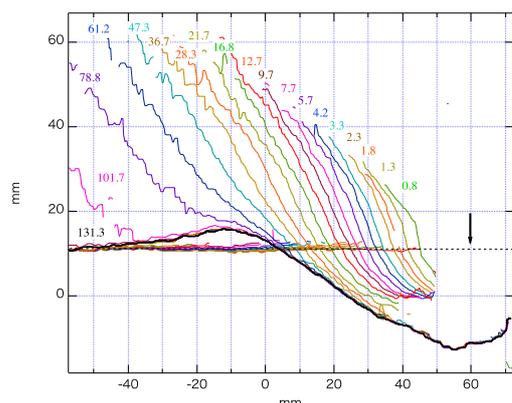


図 3: プロファイルのスナップショット (衝突速度 2208 m/s; 151028-1033)。図中の各数字は各色に対応したプロファイルの衝突からの時間を示している (単位は ms)。黒の水平破線が衝突前の標的の表面の高さ。横軸 60mm の矢印が弾丸着弾点の中心点。

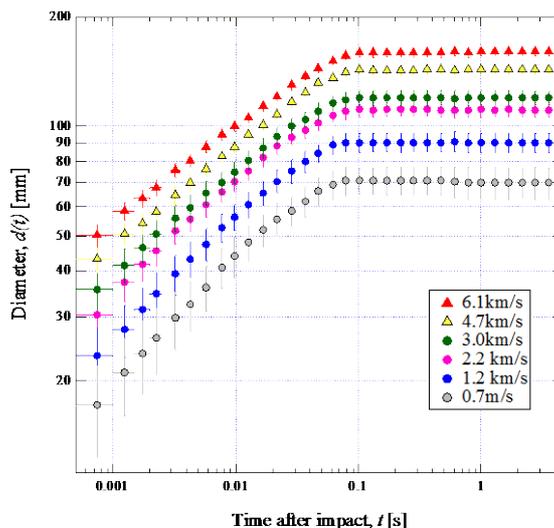


図 4: プロファイルについて衝突前の表面高さで測定したキャビティの時間発展。

3. 3. 放出物の測定への応用

図 3 の放出物カーテン内に山谷構造が存在するが、これは砂粒集団が弾道軌道を描きながら飛翔する過程において、ある種の構造不安定が生じたために形成される構造であると考えられる。その為、この山谷構造の時間変位を追跡することで、放出物の軌跡を推定できると考えられる。そこで、実際に放出物カーテンの特徴的な山谷構造に着目し、放出物の軌跡について推定を行った。図 5 に解析結果の一例を示す。この図ではいくつかの注目した山谷構造の山部分を赤点で示した。また、赤点で示されている放出物について、二次曲線でフィットした結果を黒線で示す。これより、山谷構造が推定された放出物は二次曲線分布できれいに再現出来ているのがわかる。これは着目している山谷構造が放物曲線を描きながら飛翔していることを示していると考えられる。

更に、フィッティングから求められた二次曲線の係数から、放出時の速度と放出角度の推定を行った。図5から推定した放出速度および放出角度と放出地点の関係を図6にまとめた。これより、放出速度は衝突点からの距離に対して減衰していることが分かる。また放出角度は概ね35°から45°の範囲に分布しており、放出点からの距離に対する顕著な依存性は見られない。

以上の事から、本手法によりキャビティの直径だけでなく、放出過程についてもその場計測を同時に行えることが分かった。

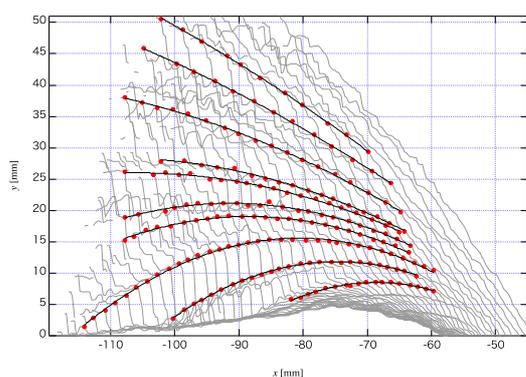


図5：放出物の軌跡の推定。赤点が各放出物カーテンの中の特徴的な山谷構造、黒線が二次曲線でフィットした結果。

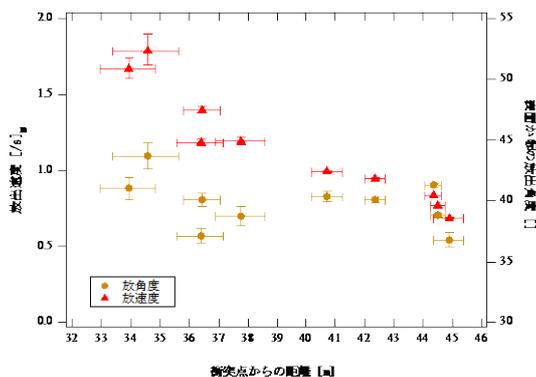


図6：放出速度および放出角度と放出地点の関係。

4. まとめと今後

衝突速度 0.7~6 km/s の条件下で掘削領域の直径の時間発展について定量測定に成功した。また、放出物の速度分布および放出角度分布の測定も同時に行えることが分かった。現在行われているこれらのデータに対する予備的解析によると、掘削領域直径の時間発展増加率について、1-6 km/s の範囲で衝突速度依存性を示す結果が得られている。今後データ解析を進めていくことで、この速度依存性の再現性や、その依存性がどの程度有意であるかについて明らかにしていく予定である。一方で、衝突スケールリング則の定式化を含めた考察を行うには、[6]による 1 km/s 以下の低速衝突による結果との直接比較も重要である。そのため、今後は低速衝突での計測も行い、高速衝突に対する結果との関係についても明らかにする予定である。

参考文献

[1] Melosh H. J., Impact cratering, Oxford Univ. Press, New York, 1989.
 [2] Yamamoto, S. et al., Icarus, 183, 215-224, 2006.
 [3] Piekutowski A. J., 1980, Proc. of LPSC, 11, 2129.
 [4] Yamamoto, S. et al., Direct observation of transient crater growth, Proc. of ESLAB-40: First international conference on impact cratering in the Solar System, ESTEC, Noordwijk, The Netherlands, 2006.
 [5] Barnouin-Jha, O. S. et al., Icarus, 188, 2, 506-521, 2007.
 [6] Yamamoto, S. et al., Icarus, 203, 310-319, 2009.
 [7] 山本聡 他, 遊星人, 24, 3, 239, 2015.