

下流方向に飛び出す斜め衝突蒸気雲の大気中における運動

*羽村 太雅¹⁾, 黒澤 耕介²⁾, 長谷川 直²⁾, 杉田 精司¹⁾

1. 東京大学大学院 新領域創成科学研究科, 2. ISAS/JAXA

E-mail: tiger@astrobio.k.u-tokyo.ac.jp

1. 背景と目的

月惑星探査の進展により、38億年以前の地球史初期には地球や月を始めとする固体惑星表面に多数の天体衝突が発生していたことが明らかになった(e.g., BVSP, 1981)。本研究では地球のような大気を持つ天体に、大気のスケールハイトより小さな天体が斜め衝突した場合に注目する。

斜め衝突の場合、衝突点を中心に半球状に膨張する成分と、衝突方向下流側に飛び出す成分からなる衝突蒸気雲を生じる。特に下流方向に飛び出す成分は、周辺大気との効率的な空力相互作用を経て、衝突天体破片、天体由来蒸気、周辺大気が入り混じる高温の混相流を形成する。本研究では効率よく周辺大気と相互作用する、下流方向へ飛行する成分を取り扱う。

衝突蒸気雲と周辺大気との相互作用は、金星のクレーター周辺に見られる地形 (Sugita and Schultz, 2002)、大気剥ぎ取り (e.g., Shuvalov, 2009)、CN, C₂を始めとする反応性の高い炭素化合物の生成 (Sugita and Schultz, 2003a, 2009) など、惑星科学上の諸問題において重要な役割を果たしたと考えられている。しかし、下流方向へ飛行する衝突蒸気雲の運動を支配する物理過程や、飛行に伴う周辺大気とのさら

なる相互作用によって引き起こされる化学反応は非常に複雑であり、相互作用による生成物の濃集範囲、反応可能な周辺大気質量、蒸気雲の正味の空力加熱率といった大局的な挙動さえ理解されていない。そこで本研究では下流方向へ飛行する蒸気雲の運動方程式を明らかにするため、気体中での斜め高速度衝突実験を行った。

2. 高速衝突実験

実験には宇宙科学研究所の二段式軽ガス銃を用いた。実験条件を以下に示す。弾丸、標的にはそれぞれ直径7 mmのポリカーボネイト球と2×10×10 cmの銅塊を用いた。ポリカーボネイトは、同じく重合炭化水素であり炭素質隕石中に多く見られる不溶性有機物の類似物質として採用した。銅は衝撃インピーダンスが高いため、今回の実験条件程度の衝突速度でも、海面への天然の隕石衝突時に達成される高衝撃圧力を実現できる。扇形に広がる蒸気雲のカメラ視野外における広がり角を計測するため、衝突点の670 mm後方には厚さ1.2 mmのAl板を設置した。衝突速度、角度は4.1-6.9 km/s、水平から30度とした。周辺大気圧は窒素雰囲気30 hPaで一定とした。発生した蒸気雲の様子は

上方と側面から2台の高速度カメラを用いて1-2 $\mu\text{s}/\text{frame}$ の撮影速度で同時観測した。弾丸は水平に飛行するため、標的は斜め30度傾けて設置し、それに伴いカメラも同様に傾けて撮影した。実験装置の概念図を図1に示す。

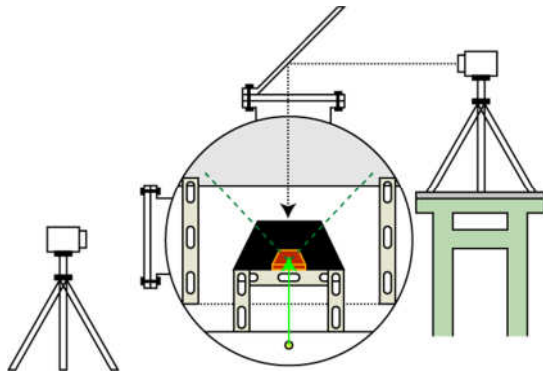


図1. 衝突方向上流側から見た実験系の概念図。傾いた銅塊標的に衝突した弾丸は水平方向に拡がりながら飛行し、衝突点下流に設置したAI板に達する。

3. 結果

実験結果を以下に示す。得られた画像とAI板に形成された衝突痕から、下流方向に飛行する蒸気雲の形状、厚み、先端の到達距離、先端速度の時間変化と、衝突直後の加速率を計測した。撮像観測の結果を図2に示した。蒸気雲を上から観測したところ、衝突点を中心とした扇状に拡がるのがわかった。全ての図を足し合わせると、衝突点を中心に明瞭な放射状の筋を持つことが確認された。これは衝突点からの拡がり角が時間変化しないことを示唆している。また、AI板には多数の衝突痕が形成されており、蒸気雲中に凝縮相の存在が確認された。衝突点か

らAI板までの距離とAI板上の衝突痕の分布から、蒸気雲の拡がり角は約90度であることがわかった。また、拡がり角の衝突速度依存性は見られなかった。蒸気雲の側面からの観測より、蒸気雲は地面に対して水平に飛行していくこと、蒸気雲の厚みは衝突直後に急速に膨張した後、弾丸直径の3-4倍程度の一定値に漸近すること、蒸気雲の先端位置の時間変化から蒸気雲は等加速度で減速すること、初速度は衝突速度の1.2-2.6倍であり、衝突直後に急激な加速を受けていることがわかった。エネルギー保存則から蒸気雲質量は弾丸質量の63-15 %以下であることが要請される。

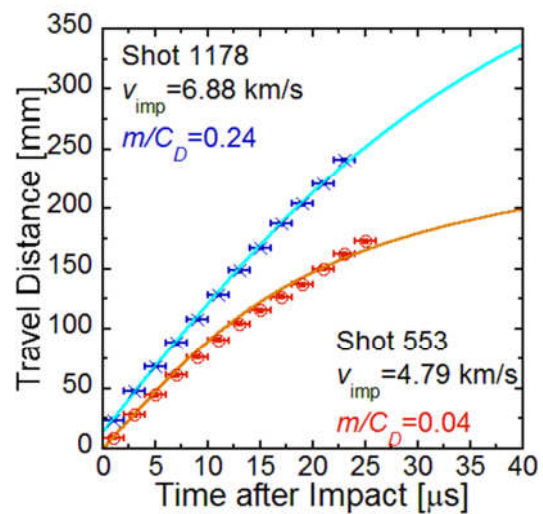


図3. 蒸気雲先端の移動距離 $d(t)$ と運動方程式によるフィッティング結果(実線)

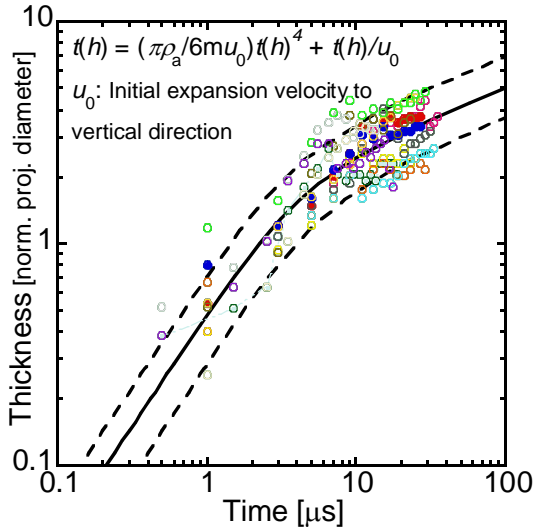


図4. 蒸気雲厚み $h(t)$ の時間変化。弾丸サイズで規格化した。それぞれのShotを、色を変えて示している。

4. 議論 –運動方程式の制約–

以下では、実験結果をもとに蒸気雲の重心運動に対する簡単な力学モデルを構築する。本研究の実験条件下では、周辺大気中の衝突蒸気雲の流れ場のレイノルズ数は $> 10^4$ と見積もることができる。したがって蒸気雲の運動は速度の2乗に比例する慣性抵抗で支配され、蒸気雲が質点様に振る舞うのであれば重心の運動方程式は以下のように表すことができると期待される。

$$m \frac{dv}{dt} = -\rho S C_D v^2 \quad (1)$$

ここで m , v , ρ , S , C_D はそれぞれ蒸気雲質量、速度、周辺大気密度、蒸気雲断面積、抵抗係数である。断面積 S は計測した拡がり角度($\theta=90^\circ$)と先端距離の移動距離 $d(t)$ から求められる蒸気雲の幅 $w(t)$ と厚み $h(t)$ の積として長方形で近似した。

$$w(t) = 2d(t) \tan\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad (2)$$

厚み $h(t)$ は標的面に対して垂直な方向における蒸気雲と蒸気雲に寄って掃引された周辺大気との運動量保存則(3,4式)を用いて全計測結果に対するフィッティングを行なった。これにより、各ショットの厚みの全体的な傾向を再現することが出来た。

$$u_h = \frac{m}{m+m_{swept}} u_0 \quad (3)$$

$$m_{swept} = \frac{2}{3} \pi \rho_a h(t)^3 \quad (4)$$

ここで u_h , u_0 , m_{swept} はそれぞれ蒸気雲の膨張速度、膨張の初速度、掃引されたガスの質量である。

蒸気雲先端位置の時間変化は、 m/C_D を唯一のフリーパラメタとして解くことができる。 m/C_D の時間変化を実験結果から推定することはできないが、 m/C_D が時間変化しないと仮定して蒸気雲の運動方程式を解いたところ、蒸気雲位置の時間変化をよく再現できることがわかった(図3)。本研究の実験条件下では C_D は蒸気雲の断面積や速度によってほぼ変化しない(久保田 他, 2002)ため、 m/C_D 一定とは蒸気雲質量が一定、すなわち蒸気雲中の弾丸破片は空力加熱を受けて蒸発するにも関わらず、系からは取り除かれないことを示唆している。これらの結果は、蒸気雲が扇状に広がりつつ、その内部では周辺大気からの動圧による破碎、空力加熱による弾丸破片の蒸発、弾丸蒸気と周辺大気の混合や後流中での化学反応といった複雑な物理化学過程が起こっているに

も関わらず、その運動は全体として一つの質点様に取り扱えることを示唆している。現段階では詳細な化学過程を取り扱うことはできないものの、下流方向に飛行する高温蒸気雲の最終到達距離、天体と相互作用可能な惑星大気質量、周辺大気から蒸気雲全体が受ける加熱率、化学反応生成物の影響を受ける惑星表面積といった大局的な挙動は、単純な力学モデルで推定できる可能性を示していると考えられる。

5. まとめ

本研究では、斜め衝突によって生じる蒸気雲の大気中における運動を2台の高

速度カメラを用いて、下流方向に飛行する蒸気雲の運動を観測した。その結果、蒸気雲先端の移動距離は慣性抵抗によって支配される質量一定の質点の運動として記述可能であることを明らかにした。

参考文献

- [1] Basaltic Volcanism Study Project. (1981) Basaltic Volcanism on the Terrestrial Planets, Lunar and Planetary Inst. 1049. [2] Sugita and Schultz (2002) Icarus, 155, 265. [3] Shuvalov (2009) MAPS, 44, 1096. [4] Sugita and Schultz (2003a) JGR, 108, 5051. [5] Sugita and Schultz (2009) GRL, 36, L20204. [6] 久保田 他. (2002) 宇宙飛行体の熱機体力学, 東京大学出版会

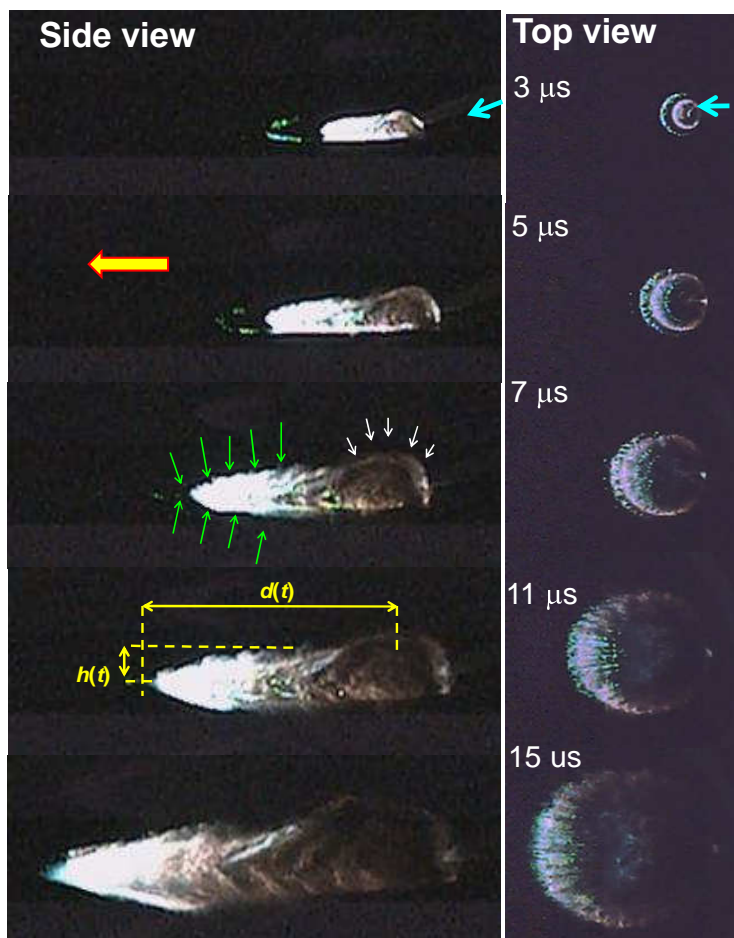


図 2. 高速撮像観測により得られた蒸気雲の運動の様子。左の列が側面からの観測、右の列が上方からの観測結果である。衝突速度はそれぞれ 6.6 km/s, 6.9 km/s である。衝突方向および蒸気雲の進行方向は青と黄色の矢印で示した。緑と白の矢印で囲まれた部分がそれぞれ下流方向に飛行する成分と、衝突点を中心に半球膨張する成分である。