

斜め衝突蒸気雲の内部状態高速撮像/分光観測

*羽村 太雅¹⁾, 黒澤 耕介¹⁾, 長谷川 直²⁾, 松井 孝典³⁾, 杉田 精司^{1, 2, 3)}

1. 東大・新領域, 2. ISAS/JAXA, 3. 千葉工大PERC

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

概要

無生物的な生命前駆物質供給過程の中でも、天体衝突による化学合成は生命前駆物質を濃集でき、その後の化学進化に有利である。特に低角度斜め衝突では一度分解された炭素化合物も大気中で強い空力加熱を受けて分解された後、周辺大気中の窒素との化学反応でシアノ化合物として再合成される。しかし最終的に再合成される有機物の総量推定には蒸気雲内の化学反応場を特徴付ける蒸気雲の運動速度や構成要素(凝縮相・気相)の分布・温度の測定が必要である。そこで我々は窒素雰囲気下で斜め衝突実験を行い、蒸気雲の様子を高速撮像・時間分解分光観測した。その結果、弾丸破片群の速度及び破片表面温度の時間変化を実測し、微細破片群は衝突速度に応じた割合で衝突直後に急激に加速された後、等加速度で減速することを明らかにした。空気抵抗による等加速度減速運動は、蒸気雲の減速運動の単純なモデル化を可能にした。衝突直後の急激な加速の衝突速度依存性から、天体規模の衝突では衝突天体の材質によっては蒸気雲が天体の脱出速度の2倍以上まで加速され、より広範囲で有機物を再合成できることが示唆される。

1. 背景と目的

生命誕生以前の原始地球における、無生物的な生命前駆物質供給過程は、大気中での化学合成、宇宙からの持ち込み、天体衝突による合成などの寄与が大きかった可能性が指摘されている¹⁾。特に天体衝突による生命前駆物質合成過程では、衝突天体中の物質が周辺大気と非常に効率よく混合するため、蒸気雲中で急激な化学反応が進行し、再合成された有機物の濃度が高くなりやすい。無生物的な化学進化には有機物が高濃度に濃集された条件が有利であるため、本研究では天体衝突による生命前駆物質合成過程に着目する。

先行研究の実験によれば、隕石中にもともと含まれていた炭素は、衝突角度によらず分解されてしまう^{2, 3)}。ところが小規模な天体の衝突を模擬した、 N_2 雰囲気下でのポリカーボネイト弾丸を用いた低角度斜め衝突実験によれば、弾丸の破碎と空力加熱を受けた弾丸中の炭素と大気中の窒素から、生命前駆物質の材料として重要な CN 分子が効率よく生成されることが判明している⁴⁾。またレーザー照射によって原始地球模擬大気中に局所的に CN を生成した実験は、生じた CN は H_2O と反応し効率よく HCN に変換される ($0.1\sim 2\%$, $P_{CO_2}=0\sim 400$ mbar)⁵⁾ことを示している。これらの研究結果は、大気中での低角度衝突が、一度は分解された隕石内有機物を生命前駆物質として再合成することを示唆する。この過程は蒸気雲の断熱膨張過程とは異なり、化学反応は、空力加熱を受けながら下流方向に飛び出す弾丸破片群が蒸発して形成する航跡流中で進むと考えられる(本稿では、衝突によって破碎された弾丸破片群(凝縮相)と、それが空力過熱を受け蒸発した航跡流(気相)の両者を合わせて衝突蒸気雲と呼ぶ)。したがって、最終生成物の組成及び量は破碎された天体を受ける空力加熱、航跡流中での

化学反応に支配される。

しかし、最終生成物は定性的にも定量的にも未解明である。化学反応場である航跡流への材料物質の供給・混合過程は非常に複雑な現象であり、反応場を特徴付ける物理的・化学的なパラメータ(衝突後の弾丸破片群の速度、破片表面からの蒸発率、天体成分と周辺大気の混合比、航跡流中での温度変化)は未だ明らかにされていない。中でも空力加熱率を決める蒸気雲速度を衝突速度の関数として記述できれば、衝突速度から直接、航跡流中への炭素の蒸発率を推定できる。

そこで本研究では、大気中での低角度斜め衝突実験を行い、弾丸破片群の速度及び、破片表面温度を実測する。破片群の移動速度は破片表面への空力加熱率を決め、航跡流への化学反応材料物質の供給率に影響を及ぼす。破片表面温度は破片の蒸発率を決めるのに重要なパラメータである。

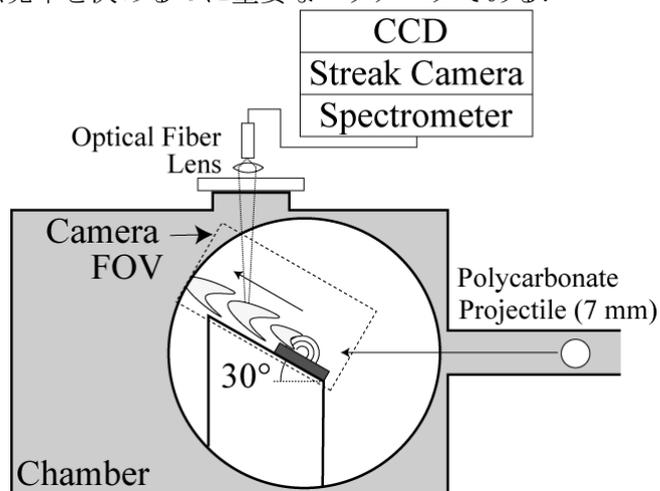


図 1. 実験装置概略図

2. 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。以下に実験条件を整理する。弾丸及び標

表 1. 実験条件一覧

Shot Number	Projectile Velocity [km/s]	Peak Shock Pressure [GPa]	Ambient Atmosphere	Frame Rate [μ s]
542	6.620	21.07	N ₂	2
544	6.517	20.58	N ₂	2
545	6.352	19.79	N ₂	2
546	5.766	17.10	N ₂	2
547	5.888	17.64	N ₂	2
551	5.983	18.07	Ar	2
552	5.086	14.18	N ₂	2
553	4.790	12.98	N ₂	2
1066	6.916	22.53	N ₂	1

的にはポリカーボネイト球(直径 7 mm), 銅板(2.5 cm × 5 cm × 10 cm)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く、宇宙速度衝突で達成される高衝撃圧力を実現できる。衝突速度、角度、周辺雰囲気(窒素)圧力はそれぞれ 4.8~6.9 km/s, 水平から 30°, 30 hPa である。弾丸は水平に飛行して標的に衝突するため、標的を傾けて設置した。実験装置群の配置は図 1 に示す。衝突によって破砕された弾丸破片は空力加熱を受けてさらに粉碎・蒸発しながら衝突方向下流側に飛行する。自発光する衝突蒸気雲を、高速撮像/時間分解分光観測した。実験条件は表 1 に示した。

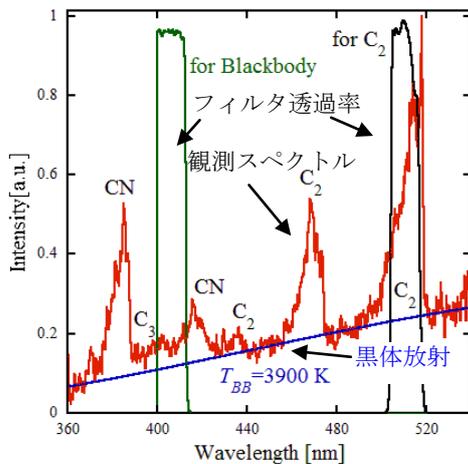


図 2. 観測されたスペクトルとバンドパスフィルタの透過率。フィルタの透過波長域はそれぞれ黒体放射と C₂分子発光に対応。分光撮像観測に相当する。黒体放射温度は最小二乗法で求めた。

高速撮像は、異なる波長域のバンドパスフィルタを装着した 2 台の高速度カメラ(島津製作所, HPV-1/NAC イメージテクノロジー, Ultra Cam)を用いて、蒸気雲を側面から、時間間隔 1~2 μ s/frame で観測した。この時間スケールにおいては、重力の影響は無視できるので、標的が水平に写るよう、カメラは 30°傾けて撮影した。高速度カメラに取り付けた 2 枚のバンドパスフィルタの 80%透過波長域は 400~410 nm と 505~515 nm

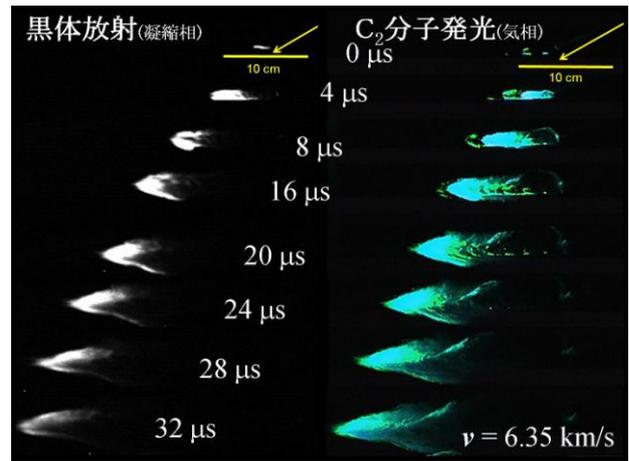


図 3. バンドパスフィルタを用いて観測した自発光する蒸気雲の運動 (左:400~410 nm で黒体放射の相当。右:505~515 nm で C₂の分子発光に相当)。弾丸衝突後の経過時間を図中に示した。

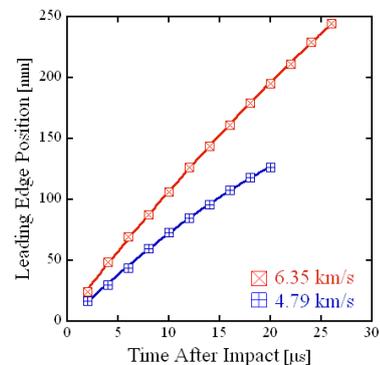


図 4. 蒸気雲先端位置の時間変化。実線は 2 次の回帰曲線を示した。横軸は衝突後の経過時間、縦軸は衝突点からの距離を表す。

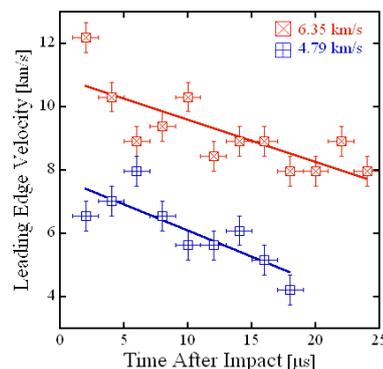


図 5. 先端速度の時間変化。横軸は衝突後の経過時間、縦軸は下流蒸気雲先端の速度。実線は等加速度運動の際に従う線型回帰曲線を表す。弾丸衝突速度は図中に示した。衝突直後に急激に加速された後、等加速度で減速される。

である(図 2)。それぞれ黒体放射・C₂分子発光が支配的な波長域に対応している。主要成分の異なる波長域での撮像観測は、蒸気雲中において異なる発光源(凝縮相および気相)の分布の差異を明らかにすることを目的としている。カメラの視野

は 30 cm×30 cm の範囲である。

時間分解分光観測は、分光器(Acton Research, Spectrapro 2750)とストリークカメラ(浜松ホトニクス, C7700)を用いて蒸気雲の上方から、スペクトルと黒体放射の時間変化を観測した。分光器の視野は衝突点から 12 cm 下流側に離れた点を中心とする半径 1 cm の円である。蒸気雲は視野より十分大きく広がっていると考えられるので、蒸気雲の中心付近のみが分光器の視野を通過する。観測波長域および時間と波長の分解能(FWHM)はそれぞれ 360~542 nm, 2 μ s, 0.8 nm である。波長と光量の校正にはそれぞれ, Hg ランプと, NIST traceable のタングステン・クォーツ・ハロゲンランプを用いた。

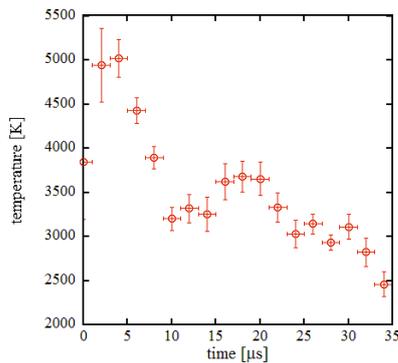


図 6. 黒体温度の時間変化観測。横軸のエラーバーで示した積分時間は高速度カメラの撮影間隔に合わせた。弾丸速度は 6.35 km/s.

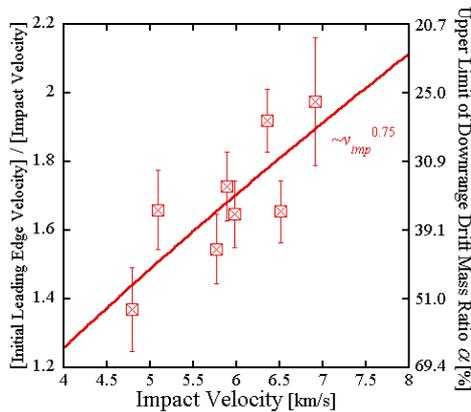


図 7. 加速率の衝突速度依存性。横軸は衝突速度、縦軸(左)は衝突速度で規格化した下流蒸気雲の先端速度の加速率、縦軸(右)は加速された時に下流蒸気雲が持ち得る最大質量の弾丸質量に対する割合。実験的には加速率と衝突速度に正の相関が見られる。

3. 結果

高速撮像の結果から衝突蒸気雲の速度および蒸気雲中における構成要素の分布を、分光観測の結果から微粒子表面の温度をそれぞれ計測した。以下に計測及び解析の詳細を述べる。

バンドパス高速撮像観測

高速撮像で得た衝突蒸気雲の時間変化の様子を、図 3 に示した。いずれもバンドパスフィルタ

を用いて観測した、自発光する蒸気雲の運動を表す。弾丸衝突後の経過時間を図中に示した。図 3 では、衝突蒸気雲には下流方向に並進飛行する成分(弾丸破片群と航跡流から成る)と、衝突点を中心に半球状に膨張する成分が観察された⁹⁾。本稿ではこれらをそれぞれ下流蒸気雲と半球蒸気雲と呼ぶ。また、黒体放射源と C₂ ガスの分布はそれぞれ異なり、黒体放射源の破片群から蒸発した C₂ ガスが黒体放射源より後方まで広がっており、蒸発ガスによる航跡流の形成を示唆している。

衝突後の下流蒸気雲は、その先端角度及び視線方向の断面積をほぼ一定に保ちながら、衝突面に平行に飛行していく様子が観測された。この結果は、下流蒸気雲の運動が単純なモデルで記述できることを示唆している。速度の解析には黒体放射で観測した蒸気雲の画像を用いた。

得られた画像から、下流蒸気雲の先端位置の時間変化を計測し、図 4 に示した。先端位置の時間変化は 2 次関数と最もよく一致し、3 次以上の項の寄与は計測誤差と同程度と極めて小さい。この結果は、下流蒸気雲先端の加速度の変化率は小さく、下流蒸気雲が等加速度していることを示唆している。図 5 には運動先端速度の時間変化を示した。図中の実線は等加速度運動した場合に速度の時間変化が従う線型回帰曲線を表す。下流方向に飛び出す蒸気雲は、衝突直後に衝突速度の 1.4~1.9 倍まで急激に加速された後、等加速度で減速される。弾丸速度は 6.35 km/s, 4.79 km/s である。エラーバーは撮影間隔(横軸)とカメラの装置関数によるもの(縦軸)である。

時間分解分光観測

下流蒸気雲が分光器の視野に入ってから 8 μ s~10 μ s 後のスペクトルを図 2 に示す。発光スペクトルは黒体放射と、主に CN・C₂ の分子発光からなる。観測波長域に炭素・窒素の原子発光輝線⁶⁾が存在するが、今回の実験では観測されなかった。連続スペクトルは微粒子表面からの黒体放射由来と考えられる⁷⁾ので、温度を変化させた Planck 関数で fitting を行い、微粒子表面温度の時間変化を求めた(図 6)。横軸のエラーバーは積分時間を表し、縦軸のエラーは bootstrap 法を用いて見積もった。

4. 議論

本研究では、下流蒸気雲の先端速度と下流蒸気雲内の黒体温度それぞれの時間変化が求められた。以下ではまず先端速度に見られる衝突直後の加速率について述べ、その後、先端速度と黒体温度の実測値を微細破片表面における熱収支モデルと組み合わせることによって蒸発率を求める過程について述べる。

衝突直後の急加速

弾丸破片の速度は、衝突直後に急激に加速される(図 5). そこで、炭素の蒸発率を天体の衝突速度から直接推定する上で重要な、加速機構を解明するため、衝突直後における加速率の衝突速度依存性を調べた(図 7). 加速率が衝突速度と相関を持ち、衝突速度もしくは衝撃圧力(弾丸速度の垂直成分)と関係した過程によって加速されていることがわかる. 但し、本研究では衝突角度一定の条件で実験を行なっているため、衝突速度と衝撃圧力のいずれに関係した過程であるかは区別がつかず、この違いを明らかにするには角度を変えて実験を行なう必要がある.

一連の実験で最大衝撃圧力は 13.0 GPa~22.5 GPa に達し、弾丸のポリカーボネイトは部分蒸発する³⁾. 最大衝撃圧力は弾丸速度の標的面に垂直な成分で衝突した場合についてインピーダンスマッチング法で求めた. 下流蒸気雲は、部分蒸発で生じた半球蒸気雲の膨張によって、弾丸の気化しなかった一部が加速されたものと考えられる. そこで、真空中に自由膨張するガス球の先端膨張速度 v_{exp} ⁸⁾ と比較した(図 8). 部分蒸発したガスは、衝突後に弾丸が持つエネルギー $u_p^2/2$ から蒸発に伴うエンタルピー H_{vap} を失う.

$$E_{vap} = \left(\frac{u_p^2}{2} - H_{vap} \right) \quad (1)$$

この内部エネルギーを持つ蒸気雲が真空中で膨張する際、最高速度を持つ先端の膨張速度 v_{exp} は

$$v_{exp} = \sqrt{\frac{4\gamma}{\gamma-1} \left(\frac{u_p^2}{2} - H_{vap} \right)} \quad (2)$$

これは、理論的に求められる上限の半球蒸気雲先端速度を表す⁸⁾. 比熱比 $\gamma=1.4$, ポリカーボネイトの蒸発エンタルピー $H_{vap}=1.3 \text{ MJ/kg}$ ⁷⁾ を用いて計算した. 比較の結果、エラーバーの範囲内で加速率の上限を抑えることができ、部分蒸発した弾丸の一部の膨張により下流蒸気雲が加速されるという仮定はもっともらしいと考えられる.

下流蒸気雲が弾丸速度以上に加速されてもエネルギー保存則が破れないためには、並進運動する下流蒸気雲の質量が弾丸質量に対して充分小さく⁹⁾なる必要がある. 蒸気雲の持つ運動エネルギーは弾丸の運動エネルギー以上にはなり得ないので、

$$1/2 m_p v_{imp}^2 > 1/2 \alpha m_p v_{DD}^2 \quad (3)$$

ここで m_p , v_{imp} , v_{DD} , α はそれぞれ弾丸質量、衝突速度、下流蒸気雲の速度、弾丸質量に対する下流蒸気雲質量の上限割合である. 加速率に対応した α は図 7 縦軸(右)に示した.

蒸発率の算出 ~ 熱収支モデルとの組み合わせ ~

蒸気雲中の弾丸破片表面では、空力加熱により供給される熱量と蒸発によって失われる熱量が釣り合う (空力加熱量 $Q(v)$ = 蒸発による熱散逸量

$$m \dot{q}_{vap}(T, \Delta H, \Delta S))^7).$$

先行研究⁷⁾と比べ、計測された破片表面温度は調和的であった一方、先行研究⁷⁾中では衝突速度以下と仮定された下流蒸気雲先端速度は衝突速度以上に大幅に加速されることが明らかになった. 下流蒸気雲速度上昇に伴う熱流入率増加により釣り合いが破れないためには、蒸発によってより多くの熱量が失われる必要がある. すなわち、蒸発に伴うエンタルピー変化量が先行研究⁷⁾の仮定である 400 kJ/mol(原子間結合の解離に伴うエンタルピー変化量に相当)より小さく、弾丸破片表面における蒸発率ははるかに高いことを示唆している.

蒸発率が高ければ化学反応場である航跡流中へ、より高い供給率で衝突天体中に含まれる炭素化合物が C_2 分子として供給される. C_2 分子は大気中の窒素と化学反応して生体分子材料物質である CN 分子を生成する出発物質であり、弾丸破片群(固相)から反応場である航跡流(気相)への供給率は下流蒸気雲先端速度・凝縮相温度の実測値と熱収支モデルとの組合せにより算出できる.

5. まとめ

本研究では斜め衝突により生じる衝突蒸気雲を時間分解型分光器と、バンドパスフィルタを取り付けた 2 台の高速度カメラで分光/撮像観測し、速度と凝縮相の黒体温度を計測した. その結果、1. 水平飛行する成分の先端速度は衝突直後に弾丸速度の 1.4~2 倍まで急激に加速された後、先端の形状を一定に保ちながら等加速度で減速すること、その結果、2. 微細破片の蒸発率は今まで考えられていたより高いこと、を高速撮像と時間分解分光の組み合わせにより初めて実験的に明らかにした.

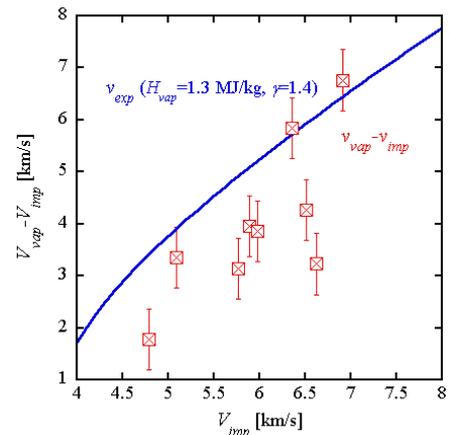


図 8. 速度の加速分(プロット)と、下流に飛び出す成分を押し加速させる速度の上限としての半球蒸気雲先端の膨張速度 v_{exp} ⁸⁾ との比較.

参考文献

1. Chyba and Sagan (1992), *Nature*, **355**, 125; 2. Mukhin *et al.* (1989), *Nature*, **340**, 46; 3. Sugita and Schultz (2003a), *JGR*,

108, 5051; 4. Sugita and Schultz (2009), *GRL*, **36**, L20204; 5. Kurosawa *et al.* (2009), *JTHT*, **23**, 463; 6. Wiese and Martin (1968), *NSRDS*, 359; 7. Sugita and Schultz (2003b), *JGR*, **108**, 5052; 8. Melosh (1989) *Impact Cratering*; 9. Schultz (1996) *JGR*, **101**, 117