

蒸気雲の固体壁への衝突による発光

金久保 隆太 (電気通信大学)

1 背景・目的

月面衝突閃光の主な要因として衝突の際に噴出する高温液滴の発光が考えられている。一方で、Nemtchinov et al.(1998)によればメテオロイドが月面に衝突することで発生する蒸気雲のクレーター壁等への衝突による発光という可能性も考えられる。また、月面衝突閃光の発光強度の時間推移 [1] において発光の自然減衰中に突如として発光強度が増大することが分かる。これは蒸気雲のクレーター壁等への衝突による発光であると考えられる。本研究では蒸気雲の固体壁への衝突が月面閃光の主な要因となるかどうかを検証する為、それによる発光を室内実験で測定する。その結果を基に衝撃圧縮による発光モデルを考え、このモデルの妥当性の検証、そして、月面衝突閃光においてこのモデルを適用して蒸気雲のクレーター壁等への衝突による発光が月面衝突閃光の主な要因となりうるのか検討する。

2 実験方法

実験は ISAS/JAXA にある二段式軽ガス銃を用いて行った。弾丸が薄膜のターゲットに衝突すると蒸気雲が発生する。使用した弾丸は断面の直径 7mm のナイロン 66 製のもので、形状は球形と円錐形の 2 種類使用した。まず、弾丸の速度は約 6 ~ 7km/s として衝突速度依存性を調べ、ターゲットには膜厚 0.05 ~ 0.3mm のナイロン 66 製のシートを使用して膜厚依存性を調べた。膨張した蒸気雲が図 1 の半球状の固体壁に衝突すると閃光を生じる。半球の直径は 290mm である。蒸気雲が固体壁に衝突すると同時に弾丸の破片も衝突する可能性がある。これを回避する為、半球に直径 60mm の”窪み”を入れた。また、衝突の様子を鳥津製作所 HPV-1 高速度カメラによって捉える。また、明るさを浜松フォトニクス PIN フォトダイオード S3071(最高感度波長 920nm、アンプは同社 C8366(以下、PD)) によって定量的に測定する。

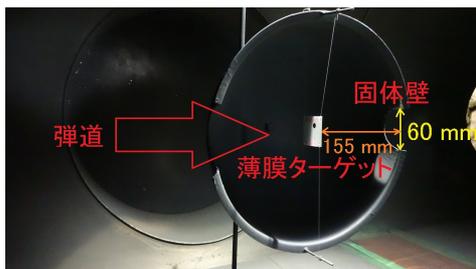


図 1: 実験で使用した固体壁

3 結果

PD から得られた出力電圧 $V(t)$ より、発光強度 $W(t)$ の算出を行う。更に、蒸気雲が固体壁に衝突した際の最大発光時 (ピーク) を含む累積発光量 E_0 を計算する。積分範囲は発光の時間推移を参考に弾丸のターゲットへの衝突後から $50\mu\text{s}$ 経過するまでとする。発光強度と累積発光量は以下の式 1,2 により算出した。 [2]

$$W(t) = \int_0^\infty S(\lambda, t) s'(\lambda) d\lambda = \frac{V(t)}{\frac{A}{4\pi r^2} \cdot s_0 R} [\text{W}] \quad (1)$$

$$E_0/E_k(t) = \frac{1}{E_k} \int_0^\infty W(t) dt \quad (2)$$

R: PD アンプ負荷抵抗 [Ω], r: PD-ターゲット間距離 [m], A: 受光面積 [m^2], s_0 : 最大受光感度 [A/W], $s'(\lambda)$: 分光感度特性、 E_0 : 累積発光量 [J]

得られた結果より、発光強度の蒸気雲速度依存性を図 2 に示した。蒸気雲膨張速度 $v(t)$ はターゲット-固体壁間の距離を弾丸のターゲットへの衝突時から発光ピークまでの時間で割ることで算出する。また、累積発光量を蒸気雲の運動エネルギー E_k で規格化すると蒸気雲の運動エネルギーから可視光への変換効率が求まる。次に、発光量は蒸気雲生成量と同値となる可能性が高いことから、各ショット毎の発光強度のターゲット膜厚依存性を図 3 に示した。図 3 から発光量は膜厚と比例関係であると言える。

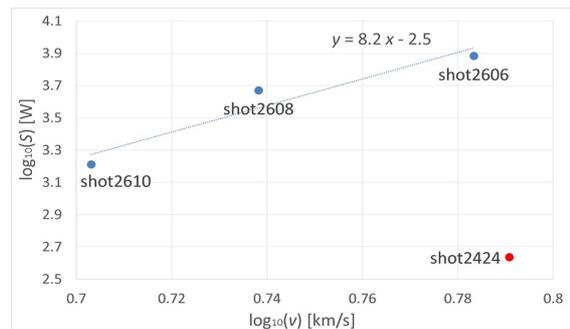


図 2: 発光強度の蒸気雲速度依存性

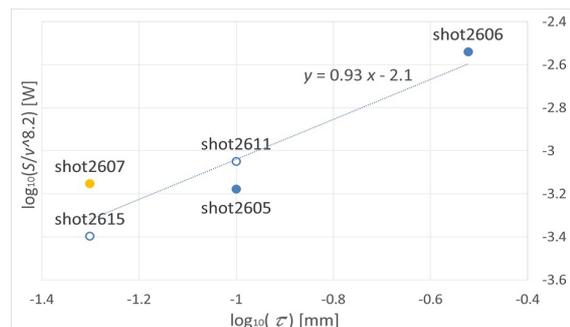


図 3: 発光強度の膜厚依存性

実験結果より以下のことが分かった。1. 蒸気雲の固体壁への衝突による発光は蒸気雲速度に非常に強く依存する。2. 蒸気雲の運動エネルギーから可視光への変換効率は 1000 分の 1 程である。

4 考察・議論

蒸気雲が固体壁に衝突する現象は流体力学的に捉えれば、蒸気雲が固体壁手前で衝撃圧縮されると考えられる。[3] 更に、衝撃圧縮されて高温高圧となった蒸気雲は構成する物質によって閃光を生じると考えられる。本研究では、衝撃圧縮による蒸気雲の固体壁衝突時温度を固体壁手前に形成される衝撃波の一次元モデルを考える。このモデルに関してユゴニオ関係式と衝撃波前後の温度比の関係から蒸気雲の固体壁衝突時の温度が算出可能となる。他方で、実験によって蒸気雲のスペクトルを観測したところ、スペクトル中にスワンバンドが見られた。C₂ は励起後、エネルギー準位の低下時に燐光として強い可視光を発生し、そのスペクトルがスワンバンドとして既知である。従って、本実験による蒸気雲の固体壁への衝突による発光の要因となる物質は C₂ だと推測される。この根拠として、図 4 の C₂ における励起分布数比率の蒸気雲速度依存性を示したグラフが挙げられる。これによると依存指数が発光強度の場合と同程度となることが分かる。尚、図 5 では C₂ の励起が吸収波長 $\lambda=180\text{nm}$ によって起こると仮定している。この仮定を検証する為、蒸気雲の固体壁衝突時の温度を算出する際に必要なパラメータを変化させたところ、 γ 値のみによって大きな変化を示した。そこで、 γ 値を変化させた際の C₂ の励起に必要な吸収波長を算出して図 5 に纏めた。尚、図 4 では C₂ を二原子分子として $\gamma=7/5$ とした。図 5 から $\gamma=7/5$ における吸収波長は $\lambda=193\text{nm}$ であり、図 4 で仮定した吸収波長 $\lambda=180\text{nm}$ に対して近似値だと言える。以上より、本研究で提案したモデルは発光の要因となる適当な物質の選定を条件として成立するであろう。

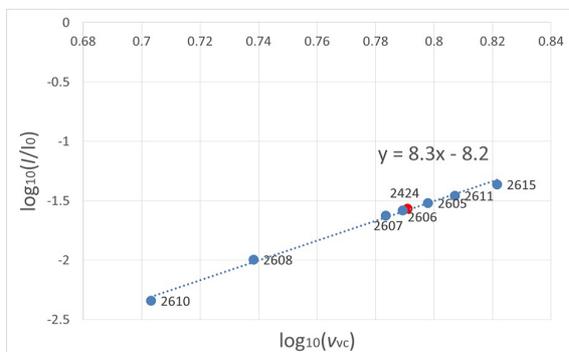


図 4: C₂ における励起分布数比率の蒸気雲速度依存性。依存指数が発光強度の場合と同程度となる。

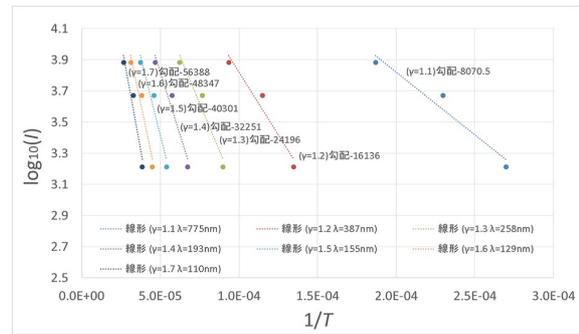


図 5: γ 値変化による C₂ の励起に必要な吸収波長。C₂ の励起に係る吸収波長は γ 値に依存して変化する。

5 結論

先の議論を踏まえ、本研究で提案したモデルを月面衝突閃光に関して適用する。月面衝突閃光は月面に含まれる Fe が実験における C₂ と同様な機能を果たすと考えられる。また、ここでは Fe の励起が吸収波長 $\lambda=411\text{nm}$ で起こると想定する。以上より図 6 に、Fe における蒸気雲速度に対する励起分布数比率と固体壁衝突時蒸気雲温度の予測を示した。図 6 を見ると実験で使用した蒸気雲速度 6km/s 付近では Fe の励起分布数比率、蒸気雲の固体壁衝突時の温度が急激に増加している様子が見られる。一方で、しし座流星群等の 70km/s 付近では変化は少ないが、Fe の励起分布数比率から十分な発光が起こることが予想される。この結果から蒸気雲のクレーター壁 (固体壁) 等への衝突による発光は十分見込めると言える。

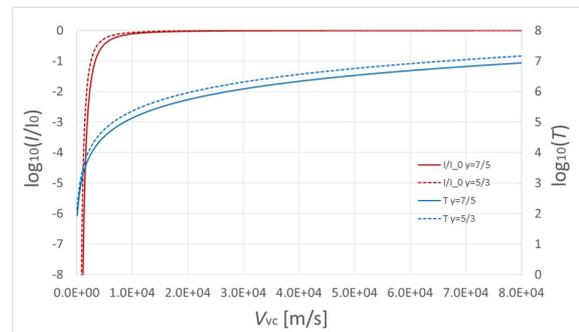


図 6: Fe における蒸気雲速度 (V_{VC}) に対する励起分布数比率 (I/I_0) と固体壁衝突時蒸気雲温度 (T) の予測。

参考文献

- [1] Yanagisawa Masahisa and Kisaichi Narumi, Lightcurves of 1999 Leonid Impact Flashes on the Moon, Icarus, Vol. 159, Issue 1, pp. 31 - 38, 2002.
- [2] 高橋悠太, 高速度衝突における蒸気雲の発光, 電気通信大学修士論文 (2012 年度)。
- [3] Ya. B. Zel'dovich and Yu. P. Raizer, Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena, Academic Press Inc. in New York, Vol. 2, pp. 45 - 67, 1966 - 1967.