^{特集「チェリャビンスクイベントと天体衝突リスク」} チェリャビンスク火球の明るさと色の時間変化: Web動画の解析から

柳澤 正久

2013年9月18日受領, 2014年2月14日受理.

(要旨) チェリャビンスク火球は車載カメラを含む多くのモニターカメラによって撮影され、その画像がインターネット上に公開されている. 我々はその中の一つを解析し、明るさと色の時間変化を調べた. 結果は次の通りである. (a)光エネルギーのほとんどは1~2秒間のフレア(光度が急激に増大する現象)で放射された; (b)フレア以前の放射は黒体放射ではない; (c)フレア時のスペクトルは3500 Kの黒体放射と矛盾しない; (d)3500 Kの黒体放射を仮定すると全波長にわたって単位時間に放射されるエネルギーは最大で1.0×10¹⁵ W であった; (e)全放射エネルギーから推定される衝突エネルギーは1.9×10¹⁵ J(TNT爆薬450 ktonのエネルギーに相当)であった. また, (d)の放射をする黒体の面積は120 km²であり、火球の軌跡に沿った半径1 km、長さ20 kmの円柱の表面からの放射が考えられる.

1. 背景と目的

2013年2月15日3時20分(世界時,地方時では9時 20分)にロシア南西部の都市チェリャビンスク (Chelvabinsk)近郊で観測された火球(チェリャビンス ク火球)では、天体が地上に激突することはなかったが、 高度20~30 kmで爆発が起きた.発生した衝撃波は半 径30~40 kmの範囲にわたって窓ガラスを破り、怪我 で約1500人が手当てを受け、およそ100人が入院した. また、窓枠や壁が壊れるなども含め、チェリャビンス ク州の11の町で7300棟ほどの建物が被害を受けた[1. 2]. 衛星からの光学観測を基にした推定では、爆発規 模はTNT爆薬換算で440 kton (1 kton TNT=4.2× 10¹² J)であった。また、衝突天体の大気圏への突入速 度は19 km s⁻¹であり、質量は11.000 ton、密度を3.6 g cm⁻³とすると直径は18 mとなる[3]. インフラサウ ンド(超低周波音)や地震の計測による推定も, 誤差は 大きいがほぼ同じ爆発規模(220~990 kton TNT)を示 している[4]. 火球は車載カメラを含む多くのモニタ

1. 電気通信大学 yanagi@uec.ac.jp ーカメラによって撮影され、その動画がインターネット上に公開された.これらの解析によれば、衝突天体の軌道はアポロ型小惑星のものであり[5,6],小惑星86039(1999NC43)の軌道との類似性も指摘されている [7].動画の解析による明るさの時間変化も調べられているが[1,4],これについては後で述べる.一方、多くの隕石が回収されたが、これらのタイプはLL5コンドライトであり、チェリャビンスク隕石と命名された [8,9].

チェリャビンスク火球を越える唯一の現象としては, 1908年のツングースカ爆発が有名だが(衝突エネルギ ーが10~30倍)[10],それ以降100年間これに匹敵する 火球は報告されていない.そのため、天体衝突はSF 上の災害と思われがちである.しかし、報告頻度が低 いのは地球上で人口密集地が占める割合が現在ではま だ小さいためである。今後、人口が増え、砂漠の緑化、 太陽光発電所の展開、海上都市の建設[11]など、人類 が地球表面を隈なく利用しそれに依存するとなれば、 天体衝突は、地震や火山と並ぶ現実的な災害となる。 ちなみに、チェリャビンスク火球規模の現象は地球上 で約10年に1回起こると見積もられている[12].



図1: ロシア、カメンスク・ウラリスキー(Kamensk-Uralsky)市から、アレクサンダー・イワノフ(Aleksandr Ivanov)氏が、交差点で停車中に車載カメラで撮影したチェリャビンスク(Chelyabinsk)火球の動画フ レーム[17]. 2013年2月15日3時20分24.2秒、同28.2秒、同32.2秒(世界時)に露光された3枚のフレーム を合成し、見やすくするために明るさとコントラストを調整した。時刻は、画像右下に表示されてい るものに+0.75秒して、光度最大の時刻が衛星観測の結果(2013年2月15日3時20分32.2秒)[4]と一致す るように補正してある.火球は左上から右下に進んでいる.矢印1,2,3で示す聖堂と2本の木は、 Google航空写真で確認でき視野決定に利用された.矢印4で示すヘッドライトは明るさ一定の基準と してカメラ感度の時間変化を知るのに利用した、火球像は飽和しているため、領域A(40×30画素)で 示す雪面で散乱された光を測定した.明るさの絶対値の決定には、領域B(30×30画素)で示す空の明 るさを理論的に求めて基準とした.水平な点線は地平線を表す.

地球に衝突する天体を早期発見する努力[13]が続く 一方で、天体の軌道をずらして地球との衝突を回避す る方法も検討されている[14]. しかし, 軌道変向が技 術的に可能になったとして、それを用いるかどうかは 難しい問題である。ある国への衝突が予想された天体 に対して軌道変向を試みたとする. 十分な効果が得ら れず他国に衝突するかも知れない。 そうなれば人間ど うしによる天体衝突以上の災いに発展する可能性もあ る. 一都市あるいは一国家の大災害となるかも知れな い衝突に対して軌道変向に踏み切るかどうかの判断を 下すには、災害規模をできる限り正確に予想する必要 がある、一時的避難だけで人命を失わずに乗り切れる ケースも多かろう、探査機あるいは地上観測により衝 突天体のサイズや質量、物性が精度良く分かったとし て、地球への衝突で何が起こるのか、より具体的で定 量的な予測が必要となる(発生する津波の予測に関し ては[15]参照).

大気中での爆発で終わる比較的小さな天体の衝突頻 度は、地表にクレーターを作るような大きな天体の衝 突頻度よりも高い.一方、衝突エネルギー(初期運動 エネルギー)が同じ場合、大気中での爆発は、地表に 衝突してクレーターを作る場合よりも大きな被害を与 える可能性がある[16]. ツングースカ爆発では2000 km²の範囲で樹木がなぎ倒され炎上している[10]. 天 体衝突現象は核爆発に似ているが,広島,長崎原爆も 地上ではなく高度500~600 mで炸裂し,熱線と衝撃 波が広い範囲に及び大きな被害を与えた. 衝突による 惑星表面でのクレーター形成だけでなく,大気への衝 突による爆発現象も詳しく研究する必要がある.

大気中での爆発を伴ったチェリャビンスク火球に関 しては、映像にとどまらず、音波、インフラサウンド、 地震など多様なデータが得られた.これは小天体と地 球大気との衝突を研究し知見を深めるための又とない 機会である.その中でも、明るさと色の時間変化は、 大気への突入から爆発までを高い時間分解能で調べる ことのできる貴重な基礎データとなる.インターネッ ト上で公開された多くの車載カメラやモニターカメラ による動画データから有意な情報を引き出す方法を開 発し、更に導出した明るさと色の時間変化から今回の 大火球の素性に迫るのが本研究の目的である.



図2:カメンスク・ウラリスキー市から撮影された動画(640× 360画素)[17]からのフレームの抜粋(上端の640×136画 素).カメラへの入射光量とカメラ出力値の非線形性,お よびカメラ感度の時間変化に関する補正はしていない生画 像である。各フレームには2013年2月15日3時20分の秒(世 界時)を示した、火球が最大光度を示したのは32.2秒である。

2. 動画データ

多くの動画像がインターネット上に公開されている が、そのどれもが解析に適しているわけではない、今 回はアレクサンダー・イワノフ(Aleksandr Ivanov)氏 がチェリャビンスク市の北北東140 kmにあるカメン スク・ウラリスキー(Kamensk-Uralsky)市から車載カ メラで撮影しYouTubeで公開した動画(図1, 2) [17] を解析する.この動画の特徴は、交差点での停車中に 火球が記録されたことである.動画のサイズは横縦 640×360画素であり、時間分解能は30 frames s⁻¹で ある.また、イワノフ氏が公開した他の長時間動画か



日本惑星科学会誌 Vol. 23. No. 2. 2014

図3:観測点の位置とカメラの視野(破線)を地図上に示す(縦 横の縮尺は等しい). 長い赤矢印で示す火球の軌跡は YouTubeで公開された15件の動画をもとに決められた[7]. 火球の軌跡上に2秒おきの火球の位置をプロットした.ま た,各プロットの上には高度を,下には時刻(2013年2月15 日3時20分の秒:世界時)を示す.速度は32秒までは19 km s⁻¹で一定,34秒には14 km s⁻¹に落ちる.突入の上下角は, 主に地球が球であるために,20秒から34秒の間に各地点で の水平から測って19°から17°に変化した.

ら天気は快晴であったことが分かる.

アメリカ合衆国の衛星観測データによれば、火球が 最も明るくなった時刻は2013年2月15日3時20分 32.2秒(世界時)である[4].一方,動画上に記録されて いる時刻を用いると、最大光度時刻は31.45秒である. そこで以下では動画の時刻に+0.75秒の補正を加え、 正式時刻とする.

3. 解析方法と結果

3.1 観測地点とカメラの視野

観測地点は、Google地図、航空写真、散策画像と 動画を見比べることによって、±2m程の精度で特定 することができる.標高はこの市の代表値[18]とした. 車の停車位置および図1に矢印1および2、3で示す聖 堂と2本の木の航空写真での位置から水平面内での視 線方向と視野を決定した.また、聖堂の画像上での縦 横比が、図1およびGoogle投稿写真6枚で同一である ことから、これらすべてで画素は正方形である(縦横 の歪みがない)と判断した.そして,鉛直方向の視野 を求めた.カメラは左右で少し傾いているようである が,水平に取り付けられていると近似した.そして, 停車中の対向車の屋根を通りかつ画像の底辺と平行な 直線を地平線とした(図1).これらのパラメータを表 1に示す.また,観測点の位置と視野を,火球の軌跡 の地表への投影と共に図3に示す.

3.2 カメラ感度の非線形性

車載カメラをはじめとする普通のビデオカメラでは 実際の明るさとカメラの出力は比例しない.次式で示 すように,各画素に対応する被写体からの光xは,レ ンズの絞りによる調整を受けた後,画像センサに入射 し,それによる電気信号は前段増幅される(a').次に ガンマ値と呼ばれるパラメータッで変換され,更に 増幅aされて出力信号yとなる.ただし,今回使用す る動画では,真っ暗な領域でy=0だったので,出力 信号のオフセット(x=0でのyの値)は0とした.

$$y = a(a'x)^{\gamma} = aa'^{\gamma} \times x^{\gamma} \tag{1}$$

特殊なカメラでない限り,光の3原色に対応したR (red),G(green),B(blue)のバンドで yの値は共通 であり,また,これを被写体の明るさなどに応じて自 動的に変えることはない.本解析でもそのように仮定 した.一方,a'あるいはaはカメラのオートゲインコ ントロール機能により時々刻々と変化するのが普通で あり,オートカラーバランス機能によって,RGBそ れぞれで別々に変化することも多い.また,a'はオー トアイリスコントロール機能でレンズの絞りが変化す る場合にも変化する.

γの値は次のようにして決定した.車は右折レーン の停止線で止まる前に交差点に接近していく.この間, 別の車が左折レーンで停車している.この車の尾灯の 光度は一定であると仮定する.また,この間映像シー ンに大きな変化はないので,式(1)で*aa*⁷は一定であ ると考える.そして,γの値を仮定し次式に従って 動画の各フレームの画素値をすべて変換する.

$$y' = y^{1/\gamma} = a^{1/\gamma}a' \times x \tag{2}$$

こうして得られた変換画像で尾灯の明るさを計測し, 尾灯 – カメラ間の距離との関係を調べる.各時点での 車の位置は道路の右側に立っている何本かのポールの 位置を参照して決めることができる.なお,尾灯周辺 の殆どすべての画素で画素値が0なので,バックグラ ウンドの補正はしない. Rバンドについてのみ,また γ が0.25,0.30,0.35,0.45それぞれの場合について 調べたところ,明るさが距離の2乗に逆比例したのは γ = 0.30の場合であった.以下の解析では,この値で の式(2)による変換画像を解析する.

3.3 カメラ感度の時間変化

図1に矢印4で示した反対車線に停車している車の ヘッドライトの光度は一定であると仮定して、カメラ の感度変化(式(2)のa^{1/y}a'に比例する)を導出した.残 念ながら、これ以外のヘッドライトは画素値の飽和が 顕著である.このライトについては、ライトの像を構 成する10~20画素の中で飽和しているのは1画素だけ であり、それも僅かに飽和しているだけのようである. そこでこの画素の飽和の影響は無視した.また、対向 車の前面には火球光は直接当たらないが、更に幸運な ことに、動画を見る限りこのライトの周辺は火球光の 影響(他の物体からの反射光)が特に少ないようである.

ライトに対応する10~20画素について変換された 画素値を合計し、その周辺でバックグラウンドを計測 し補正を行った.こうして得られたライトの明るさの 時間変化を見ると、時刻25.4秒以後、前述の画素値の 飽和はなくなる.また、この時刻まで他の車の排気ガ スによると思われる一時的な減光があるものの、飽和 を無視して求めた明るさはほぼ一定している.そこで、 この時刻までカメラ感度は一定で、かつライトの明る さのは25.4秒での測定値で代表されるとする.そして、 すべての時間にわたって明るさをこの値で規格化する. こうして求めたカメラ感度の時間変化を、RGBのバ ンド毎に $A_{\lambda}(t)$ として図4(b)に示す.ここで添え字 λ は各バンドを表す.

表1:観測地点とカメラの視野



図4: (a) 火球の高度の時間変化[7]. (b) 初期値を1としたカメ ラの感度 $A_{\lambda}(t)$ (RGB各バンドについて太線,破線,細線 で示す). (c) 火球から観測点までの大気の透過率 $\Gamma_{\lambda}(t)$. (d) 単位波長当たりの光度 $S_{\lambda}(t)$ (左側の目盛). 光度は単 位時間当りに全方向に放射されるエネルギーと定義する. 右側の目盛は3500 Kの黒体放射を仮定した場合のGバンド の値(破線)から算出される全波長での光度である. (e) R/ G(太線), R/B(破線), G/B(細線)の光度比から求めた黒 体温度. 光度最大の付近では3000 ~ 4000 Kを示している. 30.1 ~ 30.7秒ではBバンド光度が0であり温度は算出できな い.

3.4 火球からの放射フラックス

火球像は画素値が激しく飽和しているので,図1に 領域Aで示した雪面の明るさを測る.計測領域の画 像上でのサイズは40×30画素である.雪面はRGBす べてでアルベド1(吸収なし)とする.動画を見ると, 火球の移動と共に路面はきらりと光ることがあるが, 雪面ではそのようなことはない.そこで,火球光は雪



図5:日の出時の太陽方向と直角で仰角αの方向(PQ方向)の空の明るさを理論的に求める方法、太陽方向と垂直で観測点を含む地球の断面を示す、灰色の部分は大気である、紙面垂直に手前から射し込む太陽光は、大気による吸収を受けながらA点に達し、そこでレイリー散乱される、散乱光はAP間で再び吸収を受けながら観測点Pに達する、このようにして観測される光をPQ上のすべての点に関して積分することによって空の明るさを計算する。

面で等方散乱されると近似する.

RGB 各バンドについて、この領域での画素値の合 計を、対応する時刻のカメラ感度 $A_{\lambda}(t)$ で割り $C_{\lambda SNOW}$ (t)を得る.また、火球が明るくなる以前の19.7~21.7 秒の $C_{\lambda SNOW}(t)$ を平均して $C_{\lambda SNOW0}$ とする.この時間帯 での、雪面からカメラに向かう光線について放射強度 $I_{\lambda SNOW0}$ [W m⁻² sr⁻¹ nm⁻¹]が分かれば、以後の火球か らの放射フラックス $F_{\lambda}(t)$ [W m⁻² nm⁻¹]は、雪面の単 位面積への入射と、そこからのあらゆる方向への放射 が等しいとして、次の関係式から求まる.ここで、等 方散乱では放射強度が方向によらず一定であることを 使っている.

$$F_{\lambda}(t)\cos\theta(t) = \int \frac{(C_{\lambda \text{SNOW}}(t) - C_{\lambda \text{SNOW}0})}{C_{\lambda \text{SNOW}0}} I_{\lambda \text{SNOW}0}\cos\zeta \, d\Omega$$

$$= \frac{(C_{\lambda \text{SNOW}}(t) - C_{\lambda \text{SNOW}0})}{C_{\lambda \text{SNOW}0}} I_{\lambda \text{SNOW}0} \times \int \cos\zeta \, d\Omega =$$

$$\frac{(C_{\lambda \text{SNOW}}(t) - C_{\lambda \text{SNOW}0})}{C_{\lambda \text{SNOW}0}} I_{\lambda \text{SNOW}0} \times \int_{0}^{\pi/2} (\cos\zeta \cdot 2\pi \sin\zeta) d\zeta =$$

$$= \pi \frac{(C_{\lambda \text{SNOW}}(t) - C_{\lambda \text{SNOW}0})}{C_{\lambda \text{SNOW}0}} I_{\lambda \text{SNOW}0} \qquad (3)$$

ここで $\theta(t)$ は雪面から見た火球の時々刻々の天頂角 であり、 ζ は雪面での天頂角、d Ω は雪面から見た微 小な立体角である.

3.5 青空光(放射フラックス絶対値の基準)

式(3)中の放射強度 $I_{\lambda SNOW0}$ の値は,青空光との比較 で求める.図1のサイズ 30×30 画素の空の領域Bで の画素値の合計をカメラの感度変化の補正を行った後,

	Rバンド	Gバンド	Bバンド	備考
代表波長 [nm]	650	550	450	
太陽光フラックス, $F_{\lambda { m SUN0}} [{ m W} { m m}^{-2} { m nm}^{-1}]$	1.59	1.88	2.00	[21]
大気の透過率, T_{λ}	0.699	0.637	0.527	[21]
吸収断面積, σ_{λ} [m ²]	1.65×10^{-30}	2.08×10^{-30}	2.96×10^{-30}	
レイリー散乱断面積, σ _{Rλ} [m ²]	2.17×10^{-31}	4.24×10^{-31}	9.45×10^{-31}	(注1)
$I_{\lambda \text{SKY}} [\text{W} \text{m}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{nm}^{-1}]$	3.97×10^{-4}	5.65×10^{-4}	5.63×10^{-4}	(注2)

(注1)NaD線(590 nm)での値3.22×10⁻³¹ m² [22]から波長の4乗に逆比例するとして計算.

(注2)計算に使った大気の柱数密度は2.17×10²⁹ m⁻²[20].

火球が明るくなる以前の19.7~21.7秒で平均し $C_{\lambda SKY0}$ を得る.すると $I_{\lambda SNOW0}$ は次式により求まる.

$$I_{\lambda \text{SNOW0}} = \frac{C_{\lambda \text{SNOW0}}/N_{\text{SNOW}}/\cos^4 \vartheta_{\text{SNOW}}}{C_{\lambda \text{SKY0}}/N_{\text{SKY}}/\cos^4 \vartheta_{\text{SKY}}} I_{\lambda \text{SKY0}}$$
(4)

ここで *I*_{ASKY0} はカメラのレンズ位置での,空の領域か らレンズへの光線の放射強度である.*N*_{SNOW} と*N*_{SKY} は 雪面と空のカウント領域の画素数であり,それぞれ 1200,900である.カメラを針孔写真機で近似すると, 一様な明るさの被写体の像は中心で明るく周辺では暗 くなる.この時,像の明るさは入射光とカメラの光軸 がなす角を *8* とすると cos⁴ *8* に比例する[19].*8* _{SNOW} と*9* _{SKY} は図1のA, Bそれぞれの領域からの光線がカ メラの光軸となす角度であり,式(4) ではその補正を 行っている.

式(4)中の $I_{\lambda SKY0}$ はレイリー散乱と大気による吸収 を考慮した次のようなモデルに従って計算する(図5 参照).火球出現時の太陽は,天文計算ソフト・ステ ラナビゲータ第9版で計算すると,丁度地平線上にあ り,太陽方向は空の明るさを計測した領域(図1のB) の方向と直交している.図5においてPQは観測点か らこの領域への半直線を示し,その仰角は $\alpha = 20^{\circ}$ で ある.US Standard Atmosphere 1976 [20]では,高度 86 kmまでを大気モデルを作る際の一つの領域として いる.そこで大気の厚さを86 kmとし,数密度n(z)(zは高度)をこのモデルから得る.紙面に垂直に射し込 む太陽光線は大気上端からA点まで大気による吸収 を受けながら進む.A点での太陽光フラックスは次式 で与えられる.

$$F_{\lambda \text{SUN}}(\mathbf{A}) = F_{\lambda \text{SUN0}} \exp\left\{-\sigma_{\lambda} \int_{\lambda \text{Min}}^{\mathbf{A}} n(z(s)) ds\right\}$$
(5)

ここでsは入射点からの距離で、これに対応するzは

地球を球形として求める. また $F_{\lambda SUN0}$ は大気圏外での 太陽光フラックスであり、 σ_{λ} は大気分子の吸収断面 積である.

A点でのPQ方向の長さがds'でそれに直交する単 位断面積を持つ円柱領域内の大気によって太陽光はレ イリー散乱を受ける.レイリー散乱に関する大気分子 の断面積をσ_{Rλ}とすると,散乱光のカメラ方向への放 射強度は次式で与えられる.

$$dI'_{\lambda}(A) = \frac{3}{16\pi} (1 + \cos^2 \Theta) \sigma_{R\lambda} n(A) F_{\lambda SUN}(A) ds' \quad (6)$$

今回の場合, PQは太陽光と直交することから散乱角のは常に90°であり,式(6)は簡単に

$$dI'_{\lambda}(A) = \frac{3}{16\pi} \sigma_{R\lambda} n(A) F_{\lambda SUN}(A) ds'$$
(6)

と書ける.この散乱光はレンズに入射するまでに更に 大気による吸収を受け、入射時の放射強度は

$$dI_{\lambda} = dI'_{\lambda}(A) \exp\left\{-\sigma_{\lambda} \int_{A}^{P} n(z(s')) ds'\right\}$$
(7)

となる. d*I*_λをP点からQ点まで積分すれば*I*_{λSKY0}が 次のように求まる.

$$I_{\lambda SKY0} = \int_{P}^{Q} dI_{\lambda}$$
(8)

式(5)~(8)に表れる積分はdz=100 mとして*s*, *ds*, *s*, *ds*'をzの値毎に算出しながらzについての数値積分として求めた. なお, P点のzは200 mとした.

 $F_{\lambda \text{SUN0}}$ には、RGB各バンドを波長650,550,450 nmの単色光であると近似して、文献値[21]を使う. また、 σ_{λ} も同様に大気透過率 T_{λ} [21]から次式により 求める.

$$T_{\lambda} = \exp\left(-\sigma_{\lambda} \int_{0}^{86 \text{ km}} n(z) dz\right)$$
(9)

一方、 $\sigma_{R\lambda}$ は、NaのD線の波長590 nmでの値[22]から波長の4乗に逆比例するとして計算した. これらの値を、得られた空の明るさの結果と合わせ表2にまとめる.

3.6 火球の光度

観測された火球の明るさからその光度を求めるため には、距離による減衰と大気の吸収を見積もる必要が ある.そのためには火球の軌跡を知らなければならな い.ここでは、火球の始まりから終わりまでの7つの 時点において報告された経度、緯度、高度[7]を時間 で内挿して各時刻における火球の座標を求め、地球を 球形であるとして観測点との距離r(t)を求めた、火球 の光度 $S_{\lambda}(t)$ [W nm⁻¹]は、観測点での火球からのフ ラックスと次の関係にある.

$$F_{\lambda}(t) = S_{\lambda}(t) / (4\pi r(t)^2) \times \Gamma_{\lambda}(t)$$
(10)

$$\Gamma_{\lambda}(t) = \exp\left\{-\sigma_{\lambda} \int_{\mathbf{p}}^{r(t)} n(z(s'')) \mathrm{d}s''\right\}$$
(11)

 $\Gamma_{\lambda}(t)$ は火球から観測点までの大気の透過率を表し, 式(5)~(8)の場合と同様, dz=100 mかつ地球は球形 であるとして数値的に計算した.

 $\Gamma_{\lambda}(t) \geq S_{\lambda}(t)$ を図4(c) と同(d) に示す.光度の時 間変化は別グループによる同様の解析[1, 4] とほぼ一 致している.ただし、これらが示す33.2秒にある小さ な極大が、本結果では見られない.この理由は、カメ ラ感度が下がり過ぎて領域A(図1)内の画素値がすべ て0になったことによる.しかし、この極大値は最大 光度の1/16で継続時間も短いことから、後に述べる 衝突エネルギーの推定には殆ど影響しない.

3.7 火球の色

図4(d)の結果を基に黒体放射を仮定してその温度 $T_{\rm B}$ を計算する.長短2つの波長 λ_{l} 、 λ_{s} での単位波長 当たりの光度の比はプランクの式より次式で与えられ る.

$$S_{\lambda_l}/S_{\lambda_s} = \left[\lambda_s^{5}\left\{\exp\left(\frac{hc}{\lambda_s k T_{\rm B}}\right) - 1\right\}\right] / \left[\lambda_l^{5}\left\{\exp\left(\frac{hc}{\lambda_l k T_{\rm B}}\right) - 1\right\}\right]$$
(12)

ここで、hはプランク定数、cは光速度、kはボルツマ ン定数である。RGBから得られる3つの比のそれぞれ について、 $T_{\rm B}$ を1000 Kから40000 Kまで100 Kステ ップで変化させて光度比を計算し、観測結果に最も近 い比を与える温度を求めた.なお、RGB各バンドを 波長650,550,450 nmの単色光であるとした.結果 を図4(e)に示す.

3.8 誤差の見積もり

誤差の要因として、まずはデータ圧縮の影響が考え られる.カメラのデータを記録する際、またインター ネット上に動画を公開する際に非可逆なデータ圧縮が 行われたはずである.情報量を減らすために画質は劣 化し、ヘッドライト(図1矢印4)のような細かい(空間 周波数の高い)像は特に影響を受け易い.これについ ては明るさの計測にどの程度影響するかは不明である.

前節までで,空(図1領域B)の明るさを理論的に求 めたり,火球光の大気吸収の補正をしたりする際に大 気の吸収断面積を用いた.断面積は典型的な大気の透 過率[21]から求めたが,快晴の場合でもある範囲で変 動するはずである.火球から観測点までの大気の透過 率に関しては,観測点から見た火球の仰角をβとす ると式(9),式(11)より次式を得る(導出の詳細は省く).

 $\frac{\mathrm{d}\Gamma_{\lambda}(t)}{\Gamma_{\lambda}(t)} = \left\{ \int_{\mathrm{P}}^{r(t)} n\big(z(s^{*})\big) \mathrm{d}s^{*} / \int_{0}^{86\,\mathrm{km}} n(z) \mathrm{d}z \right\} \times \frac{\mathrm{d}\tau_{\lambda}}{\tau_{\lambda}} \approx \frac{1}{\sin\beta} \times \frac{\mathrm{d}\tau_{\lambda}}{\tau_{\lambda}}$ (13)

最大光度時には $\beta = 9^{\circ}$ であり、 $1/\sin \beta \approx 6$ となる、実際の天頂方向の透過率が文献値と1%違うと、式(10) で求められる光度には6%の違いとなって現れる。

また、これまでRGBの各バンドを波長650、550、 450 nmの単色光で代表させてきたが、これらを変化 させるとどうなるか.特にRバンドはカメラに赤外カ ットフィルターが付いている場合、もっと短い波長で 代表させた方が良いかも知れない、そこで代表波長を 640 nmに変更してその影響を調べた.詳細は省くが、 650 nm と640 nm では空の明るさと火球光の大気によ る吸収量が違う.また、その単色光(ただし波長幅1 nm)が黒体放射の中で占める割合も違う。こうした要 因をすべて考慮すると、図4(d)に示す単位波長当た りの光度(Rバンド)は約10%増加する.また、次章 で述べる衝突エネルギーは8%増加する.一方, R/G から求めた最大光度前後での温度3000~4000 K(図4 (e))は約400 K低下する. 同様にBバンド代表波長を 10 nm 変化させ460 nm にした結果は、約10%の光度 の減少と400 Kの温度の低下であった.

4.考察

図4(e)で、29.3秒(この時高度46.6 km)までは3つ の比から求めた温度は一致しない.また、R/G、R/B 比による結果は40000 Kを越えてしまうが、このよう な高温は考えられない.天体が分裂せずに飛行してい たと考えられるこの期間の放射スペクトルは黒体放射 とは全く異なったものなのだろう.スペクトルが観測 されたベネショフ(Benesov)火球でもこの期間は線ス ペクトルが卓越していた[23].また、数値シミュレー ションによる火球の放射スペクトルも高高度では線ス ペクトルが卓越している[24].今回の結果はこれらの 結果と整合している.

30.1~30.7秒では、Bバンドでの光度が0になって おりR/B、G/Bについての温度は算出できない、雪面 の明るさ(図1領域A)がカメラ感度低下の補正を加え ても火球出現前より暗くなったためであるがその原因 はわからない、なお、最初の25.5秒までにも同様の理 由で温度が計算できない場合があり、図4(e)では0 K で表示されている。

光度が急激に増加した30.7~32.4秒のフレア[25]で は、R/G、R/B、G/B比から求めた温度が3000~4000 Kで一致している、ベネショフ火球でもフレア時には 連続スペクトルが卓越しており[23],数値シミュレー ションも、衝突天体が大きい程、また飛翔高度が低い 程,連続スペクトルが強くなることを予想している(例 えば, 直径10 mのHコンドライトが20 km s⁻¹で高 度40 kmを飛翔する場合)[24]. 天体サイズは、ベネシ ョフ火球では2 m[23]、チェリャビンスク火球では18 m[3]と見積もられている。最大光度となる高さは、前 者で24 km[23]. 後者では30 km[4]である(NASAの発 表では23.3 km[3]であるが他の結果は約30 kmを支持 している). やや高い高度でフレアを起こしているが, より大きなチェリャビンスク火球からの放射が、連続 スペクトルであっても不思議ではない. それは約 3500 Kの黒体放射でよく近似できるものだったのか も知れない.

光エネルギーの殆どはフレアで放射されている.フ レアは他の火球でも多く観測されており、衝突天体の 爆発的破壊に伴って起こる[25].その原因は、大気密 度の指数関数的な増加に伴う天体前面に働く動圧の急



図6: RGBの各バンドで、単位波長当たりの光度から6000 Kの黒 体放射を仮定して全波長での光度を計算し、それを時間積 分して全放射エネルギーを算出する.そして経験式[26]を 使って衝突エネルギーを見積もった.衛星搭載センサの感 度波長域[27]に近いRバンドの結果は、NASA公開値[3]に 近い450 kton TNTを示す.一方、RGB間での結果の相違 は6000 K黒体放射ではないことを示唆している.

激な増大であると考えられている. さて, 3500 Kの 黒体放射を仮定した場合, 550 nm での1 nm 当りの放 射は全放射の 4.9×10^{-4} となっている. 故にGバンド での最大光度 4.9×10^{11} W nm⁻¹(図4(d)参照)は $1.0 \times$ 10^{15} Wに相当する. この値は衛星観測から推定した 3.4×10^{14} W (2.7×10^{13} W sr⁻¹[4])の3倍であるが,違 いの理由は後者では6000 Kの黒体放射を仮定してい ることである. 高度30 kmとして距離による減衰のみ を考えると,直下点でのフラックスは 8.8×10^{4} W m⁻² となるが,これは太陽定数の約65倍である. 6000 K ではなく3500 Kの黒体放射に近かった場合,可視光 で感じた以上の近赤外線での強い放射があったことに なる.

13件の火球について、インフラサウンド等から求 めた衝突エネルギー E_{Impact} は正しいと仮定して、それ と衛星観測から推定した全放射エネルギー E_0 を比較 して次のような経験式が得られている[26]. NASAが 公表したチェリャビンスク火球の衝突エネルギー[3] もこの関係式によっている.エネルギーの単位にはす べてkton TNTを使う(1 kton TNT = 4.2×10^{12} J).

$$E_{\text{Impact}} = (8.25 \pm 0.30) E_0^{(0.885 \pm 0.075)}$$
(14)

この関係式の導出では、限られた波長域での衛星によ る測定値から E₀を計算するために6000 Kの黒体放射 を仮定している.我々の結果についても、この式を利 用して衝突エネルギーを算出してみよう.まず RGB 各バンドについて、図4(d)に示す単位波長当たりの 光度から6000 K黒体放射を仮定して全波長での光度 を計算し、これを殆どの放射が起きている29.3~32.8 秒で積分し E₀を得る.そして式(14)によって衝突エ ネルギーを得る(図6).図中のエラーバーは式(14)が 含んでいる誤差によるものである.6000 K黒体放射 の仮定が適切でないためにバンド間で衝突エネルギー が大きく異なっているが、分光感度特性が衛星のセン サ[27]に最も近いであろうRバンドでは450 kton TNT となり NASAの結果[3]と一致する.

火球では、まず火球前面の衝撃波によって地球大気 が数万Kに熱せられる.高温大気は可視光域では強い 放射をしないが,他の波長域での放射で天体表面をア ブレートし、蒸発したガスを更に熱すると考えられて いる.効率よく可視光域で放射を行うのは鉄などを含 むこの衝突天体由来のガスである.ガス量が多いと光 学的に厚くなり、更に電離によって生じた電子による 制動輻射も加わって連続スペクトルを放射する[23]. 衝突天体が分裂すると表面積が一気に増える.天体の 運動エネルギーから熱エネルギーへの変換が増大する 一方、アブレーションの増大はエネルギーを消費する. 両者のバランスで、光学的に観測される光学的深さが 1(それ以上先が見通せない)となる部分の温度が、丁 度3000~4000 Kとなったと考えられる.

この温度(T_{flare} =3500 Kとする)と光度の最大値 (S_{MAX} =1.0×10¹⁵ W)から、次式により黒体放射をする面積 A_{MAX} を計算することができる.

$$A_{\rm MAX} = S'_{\rm MAX} / (\sigma T_{\rm flare}^{4}) \tag{15}$$

ここで σ はステファン・ボルツマン定数(5.67×10⁻⁸ W m⁻² K⁻⁴)である.結果は A_{MAX} =120 km²となる. この面積を説明するために、火球の軌跡に沿った円柱 の表面からの放射を考える.まずは円柱の半径を推定 する.

密度 ρ_gの大気中を速度vで進む天体の前面にかか る圧力Pは、超音速の場合でも、大気密度×断面積 ×速度の2乗に比例する抵抗力を断面積で割ったもの と同じオーダーである.

$$P \sim \rho_{\rm g} v^2 \tag{16}$$

圧力は単位体積当たりのエネルギーと同じ次元をもつ ので,前面近くの天体物質には,単位体積当たりにこ の圧力相当の弾性エネルギーが蓄えられると考える. 分裂による弾性エネルギーの開放で,この単位体積が 軌跡と直角方向に速度 $v_{\rm T}$ で飛び出すとする.小天体 の密度を $\rho_{\rm p}$ とすれば次のエネルギー保存則が成り立 ち,2つの式から $v_{\rm T}$ が得られる.

$$\rho_{\rm p} v_{\rm T}^2 / 2 \sim P \tag{17}$$

高度30 kmでの値 $\rho_g = 2 \times 10^{-2}$ kg m⁻³, $\rho_p = 3.6 \times 10^3$ kg m⁻³, v = 19 km s⁻¹[3]を代入すると, $v_T = 63$ m s⁻¹ となる. フレア継続時間が1~2秒であったことから, 分裂片とアブレーションガスは軌跡に沿って半径100 mの範囲に円柱状に広がったとする. すると,上記の A_{MAX} に対応する円柱の長さは190 kmというあり得な い長さになってしまう.

ー方、インターネット上の動画等の解析から、軌跡 の半径は1.0~1.8 kmであったという報告がある[7]. 仮に1 kmだとすると円柱の長さは19 kmである.フ レア直後の動画には、長さ20 kmほどの発光雲が写っ ており、最大光度時にはこの長さに渡って3500 Kの 黒体放射をしたのかも知れない.ただし、1~2秒で この半径になるには、分裂片やガスが500~1000 m s⁻¹で広がらねばならない.式(16)、式(17)で小天体 の密度を1/10にすると $v_{\rm T}$ =630 m s⁻¹となるが、天体 前面の圧力で圧縮された物質が低密度であるとは考え 難い.何か別のメカニズムが働いているのであろう.

5. まとめ

- (a) 車載カメラのデータからでも条件が良ければ,火 球の明るさと色の時間変化をかなりの精度で求める ことができる.
- (b) 光放射の殆どは、約2秒間のフレアで起きた.
- (c) フレア以前の放射は明らかに黒体放射ではない.
- (d) フレアは約3500 Kの黒体放射と矛盾しない.
- (e) 3500 K黒体放射を仮定した場合の最大光度は1.0
 × 10¹⁵ Wであった.
- (f) 放射エネルギーから衝突エネルギーを算出する経 験式によれば、衝突エネルギーはTNT爆薬換算で

450 kton TNTであった.

謝 辞

当研究で解析した動画はロシア,カメンスク・ウラ リスキー市のアレクサンダー・イワノフ(Aleksandr Ivanov)氏によって撮影され公開されたものである. その他Google Mapに投稿された多くの写真も用いた. こうした方々や多くのインターネットサイト運営者に 深く感謝する.石原吉明氏には論文執筆の機会を与え て頂いた.また,原稿を丁寧に読んで下さった匿名の 査読者からは多くの適切なアドバイスを頂いた.

参考文献

- [1] Emel'yanenko, V. V. et al., 2013, Solar System Research 47, 240.注1
- [2] 高橋典嗣, 吉川真, 2013, 遊星人 22, 228.
- Yeomans, D., 2013, http://neo.jpl.nasa.gov/fireballs/, http://neo.jpl.nasa.gov/news/fireball_130301.html (last browsing: Feb. 2014).
- [4] Brown, P. G. et al., 2013, Nature 503, 238.
- [5] Zuluaga, J. I. and Ferrin, I., 2013, http://arxiv.org/ abs/1302.5377 (last browsing: Feb. 2014).
- [6] Zuluaga, J. I. et al., 2013, http://arxiv.org/abs/1303.1796 (last browsing: Feb. 2014).
- [7] Borovicka, J. et al., 2013, Nature 503, 235.
- [8] Galimov, E. M., 2013, Solar System Research 47, 255. 注1
- [9] Meteoritical Society, 2013, http://www.lpi.usra.edu/ meteor/metbull.php?sea=Chelyabinsk&sfor=names&a nts=&falls=&valids=&stype=contains&lrec=50&map =ge&browse=&country=All&srt=name&categ=All& mblist=All&rect=&phot=&snew=0&pnt=Normal%20 table&code=57165 (last browsing: Feb. 2014).
- [10] Univ. Bologna, http://www-th.bo.infn.it/tunguska/ (last browsing: Feb. 2014).
- [11] 清水建設, http://www.shimz.co.jp/theme/dream/ greenfloat.html (last browsing: Feb. 2014).
- [12] Ceplecha, Z., 1996, Astron. Astrophys. 311, 329.
- [13] 浦川聖太郎ほか, 2013, 遊星人 22, 222.
- [14] 吉川真,山口智宏, 2013, 遊星人 22, 214.

- [15] 後藤和久ほか, 2013, 遊星人 22, 207.
- [16] Boslough, M. B. E. and Crawford, D. A., 2008, Int. J. Impact Eng. 35, 1441.
- [17] Ivanov. A., https://www.youtube.com/ watch?v=iCawTYPtehk (last browsing: Feb. 2014).注2
- [18] http://dateandtime.info/citycoordinates. php?id=1504826 (last browsing: Feb. 2014).
- [19] Rybicki, G. B. and Lightman A. P., 1979, Radiative Processes in Astrophysics (Wiley & Sons, Inc.), Problem 1.1 in Chapter 1.
- [20] US Standard Atmosphere 1976, NASA-TM-X-74335, pp. 241.
- [21] Cox, A. N. (editor), 1999, Allen's astrophysical quantities, 4th edition (New York: Springer), §14.6 and §11.20.
- [22]永田武,等松隆夫,1973,超高層大気の物理学(裳華房), §8.1.2.
- [23] Borovicka, J. and Spurny, P., 1996, Icarus 121, 484.
- [24] Golub, A. P. et al., 1997, Solar System Research 31, 85.
- [25] Ceplecha, Z. et al., 1998, Space Sci. Rev. 84, 327.
- [26] Brown, P. G. et al., 2002, Nature 420, 294.
- [27] Tagliaferri, E. et al., 1994, in Hazards Due to Comets and Asteroids (edited by Gehrels, T., Univ. Arizona Press), 199.
- 本文(参考文献)への注釈
- 注1:参考文献[1], [8]を含むこの雑誌の47巻4号は特集 になっており、チェリャビンスク火球に関する論 文を他に3つ載せている.
- 注2:この動画をYouTubeから直接ダウンロードする ことはできなかったため、次のサイトにある同 一の動画を取得し解析した: http://www.youtube. com/watch?v=Uol9hOU_TvI&list (last browsing: Feb. 2014).