



Zjawisko meteorów – wybrane zagadnienia

Piotr Gronkowski

Instytut Fizyki, Uniwersytet Rzeszowski

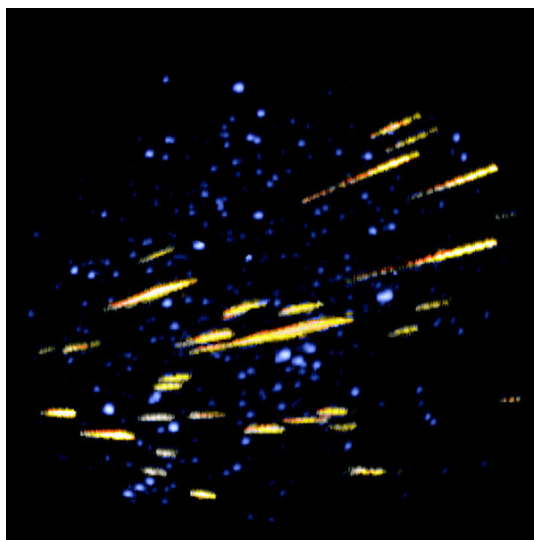
Patrząc w bezchmurną noc na niebo możemy czasami dostrzec jasne smugi sprawiające wrażenie przelatujących gwiazd. Zjawisko to otrzymało nazwę meteorów.

Wywołują je drobne bryłki materii wpadające z przestrzeni kosmicznej w atmosferę Ziemi. Warto zwrócić uwagę na pewną subtelność językową związaną ze zjawiskiem meteorów. Otóż drobne ciało krążące w Kosmosie nazywamy meteoroidem. Gdy wpadnie ono w atmosferę Ziemi to właśnie zjawisko świetlne związane z jego przelotem nazywamy meteorem natomiast pozostałość po nim, która nie uległa wyparowaniu lub dezintegracji w atmosferze Ziemi, lecz dotarła do jej powierzchni, nazywana jest meteorytem. Wymiary meteoroidów nie są ściśle zdefiniowane. Na ogół przyjmuje się, że ich średnice zawarte są w szerokim przedziale wartości od 100 μm do 10 metrów. Ciała kosmiczne mniejsze od dolnej granicy tego przedziału uważamy za pyły, natomiast ciała o wymiarach powyżej 10 metrów należą już do asteroidów. Należy jednak zaznaczyć, że niektórzy astronomowie przyjmują znacznie wyższy górny zakres wymiarów meteoroidów – rzędu kilkudziesięciu metrów.

Meteoroid po wпадnięciu w atmosferę Ziemi zderza się z molekułami powietrza, przekazując im swoją energię kinetyczną. Powoduje to bardzo duży wzrost temperatury powietrza, co może powodować ich wzbudzenia termiczne. Jednocześnie sam meteoroid może ulec znacznemu nagrzanu i rozżarzeniu, następnie może zacząć się topić, a w końcu wrzeć i parować (jest to zjawisko ablacji). W konsekwencji, z powierzchni meteoroidu wrywane są atomy, które rozpraszają się wzdłuż trasy jego przelotu. Atomy te, zderzając się z molekułami gazów atmosferycznych, powodują ich nagrzewanie, a następnie przechodzenie w stan wzbudzenia i jonizacji.

Zjawiska te prowadzą w ostateczności do wypromieniowywania kwantów światła przez wzbudzone cząsteczki powietrza wokół drogi meteoroidu, a więc powodują obserwowane smugi świetlne (rys. 1). Długoletnie obserwacje prowadzą do wniosku, że meteory zaczynają świecić na wysokości około 100–130 km, a gasną na wysokości 70–90 km nad Ziemią. Część czołowa meteoroidu doznaje olbrzymiego ciśnienia fali uderzeniowej powietrza, co może prowadzić do jego rozpadu i szybkiego wyparowania. Jednak większe bryłki materii nie ulegają całkowitej dezintegracji w atmosferze i docierają do powierzchni Ziemi. Przelot meteoroidu przez atmosferę Ziemi trwa co najwyżej kilka sekund i w tym czasie

zakreśla on łuk na sferze niebieskiej o długości dochodzącej nawet do kilkudziesięciu stopni.

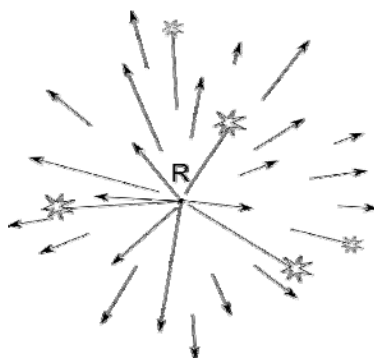


Rys. 1. Rój meteorów. Świetliste smugi to promieniujące molekuly gazów atmosferycznych pobudzone do świecenia przez zderzenia z atomami gorącej materii meteoroidowej (Fot. NASA)

Przed świtem dostrzegamy znacznie więcej meteorów niż po zachodzie Słońca. Wynika to z geometrii ruchu obrotowego i orbitalnego Ziemi, czego rezultatem jest to, że w drugiej połowie nocy wpadają w atmosferę Ziemi zarówno meteoroidy prześcigające Ziemię, jak i ją doganiające, natomiast po zachodzie Słońca do atmosfery dostają się tylko te, które prześcigają naszą planetę.

Prędkość zanurzającego się w atmosferze meteoroidu jest wypadkową prędkości orbitalnej Ziemi w ruchu wokół Słońca, która wynosi około 30 km/s oraz prędkości meteoroidu względem Słońca. Dla brył materii poruszających się po orbitach parabolicznych, a więc zbliżających się do Słońca z bardzo odległych rejonów Kosmosu wynosi ona w pobliżu Ziemi około 42 km/s. Dlatego szybkość meteoroidu lecącego w Kosmosie na spotkanie Ziemi wynosi około $30 + 42 = 72$ km/s, a szybkość meteoroidu, doganiającego Ziemię wynosi tylko $42 - 30 = 12$ km/s. Wynika stąd, że prędkości poszczególnych meteoroidów wpadających do atmosfery mogą się znacznie różnić między sobą, gdyż leżą one w przedziale od 12–72 km/s. Często tory meteoroidów nie są chaotycznie rozrzucone na sferze niebieskiej, lecz sprawiają wrażenie jakby zbiegały się w pewnych szczególnych punktach nieboskłonu nazywanych radiantami (rys. 2). Poszczególne radianty są pozornymi miejscami, skąd zaczynają się tory określonej rodziny, czyli roju meteorów. Roje meteorów swą nazwę zawdzię-

czają gwiazdozbiorem, w których położone są ich radianty. I tak, *Perseidy* oglądane co roku w drugiej dekadzie sierpnia swój radiant mają w gwiazdozbiore Perseusza, a *Leonidy*, występujące w listopadzie, mają swój radiant położony w gwiazdozbiornie Lwa (Leo).



Rys. 2. Schematyczny szkic roju meteorów; R oznacza radiant strumienia

Generalnie, roje meteorów związane są z kometami obiegającymi Słońce. Gdy kometa zbliża się do Słońca z głębi Układu Słonecznego, jej jądro będące konglomeratem lodów, pyłów i brył skalnych zaczyna sublimować. Molekuły sublimujących lodów unoszą z sobą pyły kometarne. Jądro kometarne może wydzielać większe bryłki materii w wyniku wyrzutów silnych strumieni gazów (tzw. dżetów) z jam znajdujących się w jego warstwach podpowierzchniowych lub w wyniku zderzeń z bryłkami skalnymi krążącymi w Kosmosie, szczególnie w pasie planetoid. W ten sposób wzdłuż orbity komety tworzy się chmura składająca się z pyłów i sporadycznie mniejszych lub większych bryłk materii. Jeśli eliptyczna orbita komety przebiega dostatecznie blisko orbity Ziemi (lub się z nią przecina), to wtedy regularnie w określonych dniach roku możemy obserwować roje meteorów (rys. 3).



Rys. 3. Powstawanie roju meteorów po rozpadzie komety. Kometa (K) krążąc wokół Słońca (S) może przecinać orbitę Ziemi (Z). Blisko Słońca jądro komety sublimując traci lody kometarne będące specyficznym lepiszczem spajającym pyły i większe okruchy skalne. W konsekwencji, po pewnym czasie jądro komety pozbawione naturalnego lepiszcza rozpada się na małe fragmenty, a siły perturbacyjne pochodzące głównie od planet rozpraszają „gruz kometaryny” wokół pierwotnej orbity. Kolejne stadia ewolucji przedstawiają rysunki a, b, c

Innym źródłem meteoroidów w Układzie Słonecznym są prawdopodobnie planetoidy. Planetoidy, szczególnie te, których orbity zawarte są w pasie asteroidów mogą ulegać wzajemnym kolizjom, powodującym ich rozkruszanie i rozdrabnianie. W ten sposób mogą powstawać meteoroidy pochodzenia planetoidalnego. Ich torzy przelotu przez ziemską atmosferę są rozmieszczone chaotycznie i zasadniczo nie wybiegają z określonego radiantu w odróżnieniu od torów meteorów pochodzenia kometarnego.

Głównym celem prezentowanego artykułu jest zachęcenie nauczycieli fizyki pracujących w liceach ogólnokształcących w klasach o profilu matematyczno-fizycznym do przedstawienia uczniom zagadnienia przelotu meteoru przez atmosferę Ziemi w taki sposób, aby był on dla nich w pełni zrozumiały. Dlatego poniżej przedstawiono na tyle uproszczony opis tego zagadnienia, aby mógł on być właśnie zaprezentowany ambitnym uczniom – miłośnikom astronomii w trakcie zajęć pozalekcyjnych np. na kółku przedmiotowym z fizyki. Zaprezentowany zostanie zarówno szkic metody użytecznej dla rozwiązań numerycznych jak i pewne rozważania natury ściśle analitycznej. Oczywiście, pomimo pewnych przybliżeń i uproszczeń, prezentowany opis oparty jest o naukowe podstawy astrofizyki drobnych ciał kosmicznych.

Rozpatrzmy zatem bliżej ruch meteoroidu, który wpadł w ziemską atmosferę. Dla uproszczenia dalszych rozważań założymy, że porusza się on w kierunku pionowym ku powierzchni Ziemi. Wtedy równanie jego ruchu może być przedstawione w następującej postaci:

$$m(t)\frac{dv(t)}{dt} = -\Gamma S(t)\rho_p[h(t)]v^2(t) + m(t)g - f\frac{dm(t)}{dt}u. \quad (1)$$

Pierwszy składnik po prawej stronie reprezentuje siłę oporu atmosfery Ziemi, drugi jest siłą ciężkości działającą na ciało, a trzeci składnik uwzględnia zjawisko ablacji i określa siłę oddziaływania na rozpatrywany przez nas meteoroid, pochodząca od molekuł odrywających się od niego w wyniku parowania.

W tym równaniu $m(t)$, $v(t)$, t , Γ , $S(t)$, $\rho_p[h(t)]$, g , $\frac{dm(t)}{dt}$, u oznaczają odpowiednio: masę ciała kosmicznego – meteoroidu, jego prędkość, czas, współczynnik oporu atmosfery, przekrój czołowy ciała, gęstość atmosfery, przyspieszenie grawitacyjne, tempo utraty masy przez meteoroid w wyniku ablacji oraz prędkość względną odrywających się od niego molekuł. Prędkość ta jest rzędu prędkości termicznej atomów materii meteorytowej w temperaturze ablacji i wynosi około 1000 m/s. Czynniki f charakteryzuje kierunkowość procesu ablacji i jest zawarty w przedziale od -1 do 1 . Dla izotropowego procesu przyjmujemy $f=0$. Jeżeli założymy, że przelatujący meteoroid ma kształt kulisty to $\Gamma=1$ oraz $S(t)=\pi r^2(t)$ gdzie $r(t)$ jest jego promieniem.

Ponieważ prędkość $v(t)$ meteoru lecącego z przestrzeni kosmicznej w dół ku Ziemi ma zwrot przeciwny do wysokości h liczonej od jej powierzchni w górę, dlatego mamy zależność:

$$\frac{dh(t)}{dt} = -v(t) \quad (2)$$

W wyniku zjawiska ablacji meteoroid traci masę, przy czym tempo jej utraty jest skomplikowaną funkcją wielu czynników takich jak jego prędkość, temperatura, kształt, skład chemiczny oraz wysokość nad powierzchnią Ziemi. W celu uproszczenia naszych rozważań przyjmiemy, że tempo utraty masy przez meteor jest stałe. Wyznamy je szacunkowo w oparciu o następującą oczywistą zależność:

$$\frac{dm(t)}{dt} = 4\pi\rho_m r^2 \frac{dr}{dt} \approx 4\pi\rho_m r^2 \frac{\Delta r}{\Delta t} \quad (3)$$

Załóżmy, że meteoroid o promieniu $r(0) = 100 \mu\text{m}$ i gęstości $\rho_m = 3000 \text{ kg/m}^3$ wpada do atmosfery Ziemi. Obserwacje meteorów w atmosferze Ziemi prowadzą do wniosku, że czas ich przelotu przez nią jest bardzo krótki, rzędu sekundy.

Jeśli założymy, że promień wpadającego do atmosfery meteoroidu jest znacznie większy niż pozostałość po nim w postaci dolatującego do powierzchni Ziemi meteorytu ($\Delta r \cong r(0)$) oraz, że ($\Delta t \cong 1\text{s}$) to otrzymamy:

$$\frac{dm(t)}{dt} \approx 10^{-7} \frac{\text{kg}}{\text{s}} \quad (3a)$$

W ten sposób układ równań (1), (2), (3a) można rozwiązać numerycznie, przy czym należy oczywiście uwzględnić, że $m(t) = \frac{4}{3}\pi r^3(t)\rho_m$.

Załóżmy, że gęstość powietrza $\rho_p[h(t)]$ zmienia się wykładniczo z wysokością h nad powierzchnią Ziemi w następujący sposób:

$$\rho_p[h(t)] = \rho_0 e^{-h/H}; \quad (3b)$$

gdzie $\rho_0 = 1,225 \text{ kg/m}^3$ oznacza gęstość powietrza przy powierzchni Ziemi natomiast $H = 8,4 \text{ km}$ jest wysokością nad powierzchnią Ziemi, na której gęstość powietrza maleje e -krotnie ($e \approx 2,71$ jest podstawą logarytmów naturalnych). Warunki początkowe i wartości parametrów fizycznych dla powyższego układu można przyjąć następująco:

$$\begin{aligned}
 r(0) &= 100 \text{ } \mu\text{m}, \\
 h(0) &= 130 \text{ km}, \\
 v(0) &= 40 \text{ km/s}, \\
 m(0) &= 1,256 \cdot 10^{-8} \text{ kg}, \\
 g &= 9,8 \text{ m/s} = \text{const.}
 \end{aligned}$$

Oprócz powyższego opisu dogodnego do zastosowań numerycznych zjawisko meteorów można analizować metodą analityczną, której wybrane elementy przedstawiono poniżej. Numeryczna analiza równania (1) prowadzi do wniosku, że w czasie przelotu ciała kosmicznego przez atmosferę dominująca jest siła oporu, wobec której siła ciężkości jest zaniedbywalnie mała i dlatego równanie (1) przy założeniu, że proces ablacji ma charakter izotropowy można sprowadzić do następującej postaci:

$$m \frac{dv}{dt} = -\Gamma S \rho_p v^2. \quad (4)$$

W tym równaniu i następnych przyjęto analogiczne oznaczenia jak poprzednio, dlatego np. m oznacza bieżącą masę meteoroidu, a v jego aktualną prędkość (w ten sposób pomijamy wyrażanie tych wielkości jako funkcji czasu).

Meteoroid poruszający się z prędkością v zderzając się w czasie dt z cząsteczkami powietrza o masie $dm_p = S \rho_p v dt$ nadaje im energię kinetyczną $1/2 v^2 dm_p$. Opisuje to następujące równanie:

$$\frac{1}{2} v^2 dm_p = \frac{1}{2} v^2 \rho_p S v dt. \quad (5)$$

W dalszych rozważaniach założymy, że ruch meteoru w atmosferze jest zeterminowany przez równanie (4) natomiast gęstość powietrza określa równanie (3b). Wykorzystując zależność (2) można na podstawie równań (3b) i (4) uzyskać następujący związek łączący bieżącą prędkością meteoru z aktualną gęstością atmosfery:

$$\ln(v/v_\infty) = -\frac{S}{m} H \rho_p. \quad (6)$$

gdzie v_∞ jest prędkością meteoroidu w bardzo dużej odległości od Ziemi.

Energia kinetyczna meteoroidu jest zamieniana na energię kinetyczną cząsteczek atmosfery. W wyniku zderzeń z nimi powierzchnia meteoroidu nagrzewa się co prowadzi zgodnie z prawem Stefana-Boltzmana do emisji promieniowania termicznego z jego całej powierzchni kuli równej $4S$ oraz może być przyczyną zjawiska ablacji. Po uwzględnieniu równania (5) bilans energetyczny dla tych procesów ma więc postać:

$$\frac{1}{2} S \rho_p v^3 dt = 4 S \sigma T^4 dt + Q_a |dm|; \quad (7)$$

gdzie Q_a oznacza ciepło właściwe ablacji, $|dm|$ jest wartością bezwzględną ubytku masy meteoroidu w czasie dt spowodowanego procesem ablacji, σ jest stałą Stefana-Boltzmana oraz T oznacza temperaturę powierzchni meteoroidu. Załóżmy, że Λ_{pr} i Λ_a oznaczają ułamki energii kinetycznej molekuł atmosfery zamieniane odpowiednio na energię wypromieniowaną oraz ciepło ablacji ($\Lambda_{pr} + \Lambda_a = 1$). Wtedy możemy zapisać:

$$\frac{1}{2} \Lambda_{pr} S \rho_p v^3 dt = 4 S \sigma T^4 dt \quad (8)$$

$$\frac{1}{2} \Lambda_a S \rho_p v^3 dt = Q_a dm \quad (9)$$

Z równania (8) uzyskamy:

$$T^4 = \frac{\Lambda_{pr} \rho_p v^3}{8 \sigma}. \quad (10)$$

Po uwzględnieniu równania (6) wyrażenie na temperaturę powierzchni meteoroidu przyjmie postać:

$$T = \sqrt[4]{\frac{\Lambda_{pr} \rho_m r v^3 \ln(v_\infty / v)}{6 \sigma H}}; \quad (11)$$

W tym równaniu ρ_m oznacza gęstość meteoroidu.

Na podstawie zależności (11) można zbadać przebieg zmienności funkcji $T(v)$. W ten sposób można się przekonać, że temperatura powierzchni kosmicznego intruza przelatującego przez atmosferę jest maksymalna, gdy jego prędkość jest równa $e^{1/3} v_\infty$. Temperatura ta określona jest następującą relacją:

$$T_{\max} = \sqrt[4]{\frac{v_\infty^3 \rho_m r}{18 e \sigma H}}; \quad (12)$$

gdzie e oznacza podstawę logarytmów naturalnych (przyjęto $\Lambda_{pr} = 1$ co oznacza, że rozpatrujemy sytuację tuż przed wystąpieniem ablacji). Ma to miejsce na wysokości rzędu 100 km. Dlatego meteory rozbłyskują i gasną wysoko nad powierzchnią Ziemi. Tylko największe z nich nie ulegają w atmosferze całkowitej dezintegracji i osiągają powierzchnię Ziemi.

Równanie (12) wskazuje na to, że maksymalna temperatura powierzchni meteoru jest rosnącą funkcją jego promienia. Dla żelazowo-skalnej materii mete-

orytowej temperatura topnienia jest rzędu 1500 K. Dlatego z ostatniego równania możemy oszacować minimalny promień meteoroidu r_{\min} , który wpadając w atmosferę Ziemi ulegnie ablacji:

$$r_{\min} = \frac{18e\sigma T_{\max}^4 H}{v_{\infty}^3 \rho_m}. \quad (13)$$

Ponieważ minimalna prędkość, z jaką drobne bryłki kosmicznej materii wpadają w atmosferę Ziemi jest rzędu drugiej prędkości kosmicznej dla naszej planety równej 11,2 km/s, więc na podstawie ostatniego wzoru wnioskujemy, że $r_{\min} \approx 84 \mu\text{m}$, jeśli przyjmiemy, że $\rho_m = 1000 \text{ kg/m}^3$ (jest to rząd typowej gęstości dla meteoroidów pochodzących z dezintegracji komet) lub $r_{\min} \approx 28 \mu\text{m}$ jeśli założymy, że $\rho_m = 3000 \text{ kg/m}^3$ (dla meteoroidów pochodzących ze wzajemnych zderzeń planetoid).

Średnia obserwowana prędkość małych meteoroidów wpadających w atmosferę jest równa 40 km/s i na podstawie wzoru (13) wnioskujemy, że przeciętnie ich najmniejsze promienie są rzędu $r_{\min} \approx 1,8 \mu\text{m}$ lub $r_{\min} \approx 0,6 \mu\text{m}$ odpowiednio dla meteoroidów pochodzenia kometarnego i planetoidalnego. Dlatego drobny submikronowy pył kosmiczny nie osiąga temperatury topnienia i może przetrwać spadek na Ziemię lub też unoszony przez prądy powietrza przebywać długi czas w atmosferze. Ponieważ przelot meteoru przez atmosferę Ziemi w kierunku radialnym trwa bardzo krótko – rzędu kilku sekund dlatego ciepło przewodzone do jego wnętrza jest zanedbywalnie małe i temperatura jego najgłębszych warstw praktycznie nie wzrasta. Dlatego nie może dziwić nas zaobserwowany fakt, że gdy uderzający o ziemię meteoryt czasami się rozłupuje, to wtedy na powierzchni jego odsłoniętego wnętrza pojawia się szron. Dzieje się tak pomimo tego, że temperatura jego topiącej się powierzchni może znacznie przekraczać 1000 K. Mówiąc obrazowo wnętrze meteorytu przynosi nam na Ziemię nieco kosmicznego mrozu. Dlatego niektórzy astrobiolodzy wysuwają przypuszczenie, że meteoryty mogą być w skali kosmicznej roznosicielami prymitywnych form życia. Niska temperatura wnętrza meteorytu może sprawiać, że formy te nie ulegają zniszczeniu w czasie jego przelotu przez atmosferę Ziemi.

Molekuły gorącego powietrza bombardując meteor powodują jego nagrzewanie się, a następnie topnienie i odparowywanie – ablację. Przyjmijmy, że ułamek energii kinetycznej molekuł powietrza równy Λ_a (jest to tzw. współczynnik transferu ciepła ablacji) jest zużytkowany na ablację meteoru. Proces ten ujmuje ilościowo poniższe równanie:

$$Q_a dm = -\frac{1}{2} \Lambda_a v^2 \rho_p S v dt ; \quad (14)$$

gdzie Q_a oznacza ciepło ablacji. Znak minus po prawej stronie równania wynika z faktu, że dm oznacza ubytek masy meteoroidu. Szybkość utraty masy meteoru jest więc równa:

$$\frac{dm}{dt} = -\frac{\Lambda_a S v^3 \rho_p}{2Q_a}. \quad (15)$$

Z równań (4) oraz (15) po prostych przekształceniach uzyskamy:

$$\frac{dm}{m} = \sigma v dv; \quad (16)$$

gdzie $\sigma = \frac{\Lambda_a}{2\Gamma Q_a}$ oznacza współczynnik ablacji.

Całkując ostatnie równanie:

$$\int_{m_\infty}^m \frac{dm}{m} = \int_{v_\infty}^v \sigma v dv \quad (17)$$

łatwo możemy pokazać, że :

$$m = m_\infty \exp \frac{\sigma(v^2 - v_\infty^2)}{2} \quad (18)$$

W dwóch ostatnich formułach m_∞ oraz m oznaczają odpowiednio początkową masę meteoroidu (który w bardzo dalekiej odległości od naszej planety miał prędkość v_∞) oraz końcową masę powstałego z niego meteorytu, który uderzył w powierzchnię Ziemi z prędkością v . W oparciu o powyższą formułę można łatwo pokazać, że masa tego meteorytu, jest silnie malejącą funkcją jego prędkości początkowej v_∞ . Tak więc w wyniku ablacji drobne ciała kosmiczne mogą ulec unicestwieniu w atmosferze Ziemi lub nawet czasami odbić się od niej, jeśli zderzenie jest skośne.

Ciała o wymiarach kilkudziesięciu metrów mogą, lecz nie muszą dotrzeć do powierzchni Ziemi – zależy to od ich kształtu, gęstości, wytrzymałości i kierunku ruchu względem Ziemi. Generalnie przyjmuje się jednak, że wpadające w atmosferę ziemską większe ciała o średnicach co najmniej 100 metrów docierają do powierzchni Ziemi powodując zniszczenia.

Tak więc uderzenie kosmicznego intruza o powierzchnię Ziemi może mieć różnorakie destruktywne konsekwencje, których zakres zależy od jego wielkości, prędkości, nachylenia toru względem powierzchni Ziemi oraz miejsca upadku. Najczęściej jest to wydrążenie niewielkiego krateru. Jednak w ekstremalnych przypadkach może nastąpić lokalne trzęsienie Ziemi, a nawet częściowa lub całkowita destrukcja powierzchni naszej planety i zagłada jej biosfery,

a przy uderzeniu o powierzchnię morza lub oceanu – powstanie fali tsunami, która niesie za sobą różnorakie katastroficzne konsekwencje. Warto w tym miejscu przypomnieć, że prawdopodobnie upadek asteroidy o średnicy rzędu 10 km około 65 mln lat temu w okolicach dzisiejszej miejscowości Chicxulub w Meksyku przyczynił się do wyginięcia dinozaurów.



Rys. 4. Krater Barringera w Arizonie. Pozostałość po kosmicznej kolizji z bardzo dużym meteorytem żelaznym (lub małą asteroidą), o średnicy około 50 metrów, jakiej uległa Ziemia około 50 000 tysięcy lat temu. Średnica krateru wynosi około 1200 m, a głębokość 120 metrów (Fot. NASA)

Na zakończenie naszych rozważań dotyczących destrukcyjnych konsekwencji upadku ciała kosmicznego na powierzchnię Ziemi przedstawimy uproszczony sposób wyznaczania wymiarów krateru zderzeniowego w zależności od energii uderzającego meteorytu.

W czasie zderzenia z Ziemią energia kinetyczna meteorytu E_k jest używana głównie na rozkruszenie jej powierzchni. Dlatego spełniona jest następująca zależność:

$$E_k \cong wV, \quad (19)$$

gdzie w i V oznaczają odpowiednio energię potrzebną na rozkruszenie jednostki objętości warstwy powierzchniowej gruntu oraz objętość wydrążonego krateru zderzeniowego. Przyjmujemy, że krater ma kształt sferycznego wydrążenia (fragmentu kuli) o średnicy D . Jeśli stosunek jego maksymalnej głębokości do średnicy jest równy μ to wzór (19) można przedstawić w następującej postaci:

$$E_k \cong \pi\mu(3 + 4\mu^2)D^3w/24. \quad (20)$$

Stąd wnioskujemy, że średnica utworzonego krateru jest w przybliżeniu proporcjonalna do pierwiastka sześciennego z energii kinetycznej meteorytu:

$$D \propto \sqrt[3]{E_k}. \quad (21)$$

Jest to ważny wniosek mający szerokie zastosowanie w badaniu kraterów utworzonych przez meteoroidy bombardujące powierzchnię nie tylko Ziemi, ale również inne planety Układu Słonecznego oraz ich księżyce. Zliczanie kraterów pochodzenia zderzeniowego położonych na powierzchniach planet, ich księżyców, planetoid jak również – od niedawna – jąder kometarnych ma istotne znaczenie dla wyznaczania populacji drobnych ciał kosmicznych krążących w Układzie Słonecznym.

Kontemplując w pogodną noc zjawisko „gwiazd spadających” – meteorów pamiętajmy zatem, że ich przyczyną są drobne okruchy materii kosmicznej wpadające do atmosfery ziemskiej, które są pozostałością po jakiejś komecie lub planetoidzie. Być może to właśnie one docierając do Ziemi kilka miliardów lat temu rozsiały na niej cud życia.



Rys. 5. Artystyczna wizja upadku asteroidy o średnicy rzędu 10 km około 65 mln lat temu w okolicach dzisiejszej miejscowości Chicxulub w Meksyku. Zdarzenie to prawdopodobnie przyczyniło się do wyginięcia dinozaurów (Fot. NASA)

Literatura

- [1] Artymowicz P., 1995, *Astrofizyka układów planetarnych*, PWN, Warszawa
- [2] Enz Ch.P., v. Meyenn K. (ed.), 1995, *The Solar System*, Springer, New York
- [3] Mc-Fadden L., Weissman P., Johnson T. (ed.), 2007, *Encyclopedia of the Solar System*, second edition, Elsevier, Amsterdam
- [4] Gronkowski P., 2009, *Zderzenia ciał kosmicznych – wybrane zagadnienia*, Urania – Postępy Astronomii, 1, 14
- [5] Rogers L.A., Hill K.A., Hawkes R.L., 2005, *Mass loss due to sputtering and thermal processes in meteoroid ablation*, *Planetary & Space Science*, 1341, 53