

Uniwersytet Rzeszowski
Wydział Matematyczno-Przyrodniczy
Katedra Fizyki Teoretycznej

Wybrane aspekty fizycznej ewolucji komet
w świetle współczesnych badań
astrofizycznych

MARCIN WESOŁOWSKI

Rozprawa doktorska

PROMOTOR: DR HAB. PIOTR GRONKOWSKI, PROF. UR

Rzeszów 2017

*Serdecznie dziękuję promotorowi,
Panu dr. hab. Piotrowi Gronkowskiemu, prof. UR
za wprowadzenie w interesującą tematykę,
cenne wskazówki i liczne dyskusje w trakcie
realizacji pracy oraz nieocenioną pomoc.*

*„A cóż piękniejszego nad niebo,
które przecież ogarnia wszystko co piękne?
A zatem, jeżeli godność nauk mamy oceniać według
ich przedmiotu, to bez porównania najprzedniejszą
z nich będzie ta, którą nazywają astronomią”.*

Mikołaj Kopernik

Spis treści

Wstęp	6
Cel i zakres dysertacji	7
1 Komety w dziejach ludzkości	8
2 Struktura fizyczna jądra komety	12
3 Emisja materii z powierzchni jądra komety	17
3.1 Sferyczny model jądra komety	20
3.1.1 Wyniki obliczeń w przypadku sferycznego modelu jądra komety	27
3.2 Model spłaszczonej elipsoidy	31
3.2.1 Wyniki obliczeń w przypadku modelu spłaszczo- nego jądra komety	34
3.3 Model wydłużonej elipsoidy	38
3.3.1 Wyniki obliczeń w przypadku modelu wydłużo- nego jądra komety	44
3.4 Emisja materii kometarnej - wnioski	48
4 Wybuchy kometarne - istota zjawiska	51
4.1 Przegląd wybranych hipotez dotyczących zmiany jasności komet	53
4.1.1 Mechanizm ciśnieniowy	54
4.1.2 Mechanizm zderzeniowy	55
4.1.3 Wiatr słoneczny	56
4.1.4 Mechanizm transformacji lodów kometarnych . .	57
4.1.5 Mechanizm termodynamicznej destrukcji	59
4.2 Nowy model zmiany jasności jądra komety	61
4.3 Rozpraszanie światła na kulistych cząstkach - teoria Mie	71

4.3.1	Wyniki obliczeń numerycznych zmian jasności dla komety z rodziny Jowisza	77
4.4	Wybuchy blasku komet - wnioski	83
5	Podsumowanie	87
	Przyszłe kierunki badań	88
	Stałe fizyczne wykorzystane w dysertacji	89
	Kody numeryczne	91
	Lista publikacji	102
	Literatura wykorzystana w dysertacji	105

Wstęp

Komety należą do grupy małych ciał wchodzących w skład Układu Słonecznego. Od zarania dziejów fascynowały one mieszkańców Ziemi. Pojawiały się na niebie w sposób nieprzewidywalny przy czym ich blask bywał niekiedy tak silny, że przyćmiewały one inne ciała niebieskie. Czasami bywało tak, że jądro komety rozpadało się na mniejsze fragmenty. Wszystko to sprawiło, że stały się one celem badań naukowych praktycznie od zarania astronomii.

Komety powstały w trakcie tworzenia się naszego Układu Planetarnego. Stanowią więc zapis historii jego powstawania. Ze względu na stosunkowo małą masę i znikome rozmiary wiele z nich przetrwało do czasów obecnych praktycznie w niezmienionej strukturze. Dzięki takiemu rozwojowi wypadków jesteśmy w stanie mimo upływu 4.5 miliardów lat poznawać i badać budowę pierwotnej materii, z której powstał Układ Słoneczny. Jednakże przeprowadzanie tych badań nie jest wcale proste.

Dopiero od końca XX wieku możliwe jest wysyłanie sond kosmicznych, które mogą zbliżać się do jąder kometarnych. Natomiast w 2014 roku udało się - dzięki bezzałogowej misji kosmicznej *Rosetta* - wylądować na powierzchni jądra komety 67P/Czuriumow - Gierasimienko. Zbieranie i analizowanie informacji przesłanych na Ziemię być może pozwoli rozwiązać w niedalekiej przyszłości wiele istotnych kwestii związanych ze strukturą i fizyczną ewolucją tych ciał niebieskich oraz powstawaniem Układu Słonecznego.

Cel i zakres dysertacji

Rozprawa doktorska poświęcona jest analizie zjawiska emisji materii kometarnej. Dysertacja składa się z dwóch głównych części. W pierwszej kolejności został przeanalizowany proces unoszenia ziaren lodowo - pyłowych przez sublimujące strumienie gazów kometarnych. Rozważono trzy różne modele kształtu jądra komety: model sferyczny, spłaszczonej oraz wydłużonej elipsoidy. W odniesieniu do tych modeli uwzględnione zostały dwa następujące procesy: zjawisko spokojnej sublimacji oraz zjawisko dżetów (gejzerów) kometarnych. Z przeprowadzonych rozważań wynika, że wielkość unoszonych ziaren kometarnych zależy od kilku czynników, z których najważniejsze to: tempo sublimacji materii kometarnej, wielkość jądra komety i jego kształt oraz szerokość kometocentryczna miejsca emisji materii kometarnej. Jednocześnie należy nadmienić, że tempo sublimacji materii kometarnej jest związane z odległością heliocentryczną komety orbitującej w Układzie Słonecznym.

W drugiej części dysertacji zostało przedstawione bardzo specyficzne zjawisko związane z gwałtowną zmianą jasności jądra komety, które określane jest mianem wybuchów kometarnych. Zaprezentowano również wybrane modele zmiany jasności komety, które obecnie są najczęściej dyskutowanymi w literaturze. Powszechnie astronomowie uważają, że przyczyną pojaśnienia komet jest fizyko - chemiczny proces, powodujący odrzucenie zewnętrznej warstwy jądra. Tym samym zostają odsłonięte głębsze obszary rdzenia i znacząco wzrasta tempo sublimacji gazów kometarnych. W wyniku tego procesu materia kometarna znacznie lepiej rozprasza światło słoneczne w głowie komet. Rezultatem tego procesu jest wzrost jasności komety - jej wybuch. W oparciu o to założenie został zaproponowany nowy model wybuchu.

1 Komety w dziejach ludzkości

Komety od niepamiętnych czasów intrygowały i fascynowały ludzkość. Przyczyną tego było to, że zjawiały się one niespodziewanie na niebie, świecąc czasami tak mocno, że bladły przy nich gwiazdy, planety a nawet Księżyc. Mało tego, czasami były tak jasne, że można było je obserwować również w ciągu dnia.

Niespodziewanie zjawiające się na niebie komety - szczególnie wtedy - gdy były jasne i posiadały zakrzywiony warkocz przypominający karzący miecz budziły wśród ludzi uczucie ciekawości, podziwu a jednocześnie lęku. Dlatego często uważano pojawienie się komety jako zapowiedź wojny, kataklizmu lub zarazy. Józef Flawiusz, słynny historyk żydowski napisał w swoich kronikach, że znakiem zapowiadającym zburzenie Jerozolimy i pogrom ludności żydowskiej przez Rzymian w 70 r. n. e. była kometa świecąca nad miastem około roku. Współczesne badania naukowe oparte o analizę numeryczną wykazały ponad wszelką wątpliwość, że była to słynna kometa Halleya (rys. 1).

Dziwnym zbiegiem okoliczności kometa ta była świadkiem wielu innych ważnych wydarzeń na Ziemi. W 1066 r. n. e. świeciła na nocnym niebie, gdy księżę normandzki Wilhelm Zdobywca, pokonawszy w bitwie pod Hastings króla Haralda zajął Londyn, koronował się na króla Anglii i w ten sposób zapoczątkował dynastię normandzką. Około 400 lat później w 1456 r. w czasie oblężenia Belgradu przez Turków budziła ona lęk po obu stronach murów obronnych twierdzy zarówno wśród Turków jak i Serbów. Kometa Halley'a jest obiektem badań prowadzonych przez wielu naukowców. W tym miejscu godzi się przypomnieć polskiego astronoma Michała Kamińskiego (1879 - 1973), który badał dynamikę tej komety przy uwzględnieniu perturbacji planetarnych. Na podstawie uzyskanych wyników odtworzył on jej ruch aż do roku 9541 p.n.e. W ten



Rysunek 1: Kometa Halley'a podczas ostatniego zbliżenia do Ziemi w 1986 roku (źródło: pl.wikipedia.org/wiki/Kometa_Halleya).

sposób Kamieński mógł porównać obliczone momenty zbliżeń komety do Słońca i Ziemi z bardzo starymi zapisami kronikarskimi. Pozwoliło mu to na umiejscowienie w czasie różnych ważnych wydarzeń historycznych i biblijnych takich jak: rozpoczęcie budowy świątyni Jerozolimskiej przez Salomona, upadek Sodomy i Gomory, a nawet katastrofę legendarnej Atlantydy, którą mógł zniszczyć upadek dużego odłamka komety przelatującej wtedy blisko Ziemi. Oczywiście trudno bezkrytycznie przyjmować wyniki tych badań, gdyż obliczenia Kamieńskiego miały charakter przybliżony. Wydaje się więc, że powiązania w czasie kolejnych powrotów w pobliże Słońca i Ziemi komety Halleya z tymi wydarzeniami mają raczej charakter spekulacji. Zarówno uznanie ich za prawdziwe jak i kompletne odrzucanie tych niewątpliwie atrakcyjnych domysłów bez dużej dozy krytycyzmu byłoby nieuzasadnione.

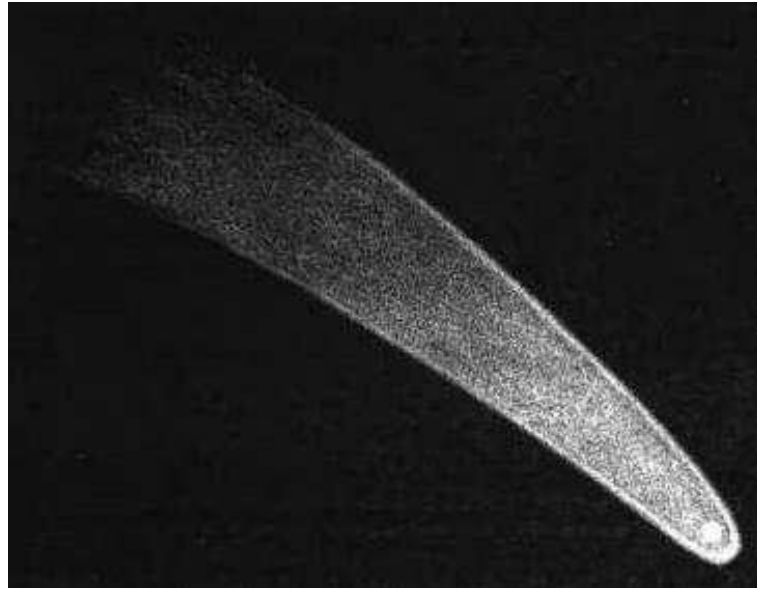
Warto również przypomnieć dwa fakty dotyczące innych komet. Pierwszy związany jest ze słynnym polskim kronikarzem żyjącym w XV wieku - Janem Długoszem. Sławiąc dokonania pierwszego polskiego króla, Bo-

lesława Chrobrego napisał:

Przepowiednię dość wyraźną jego śmierci w 1025 r. n. e. była kometa wielkim światłem błyszcząca tak, że ludzie zaraz wnioskowali, że męza i króla wielkiego niebo weźmie do swej chwały.

Drugi fakt historyczny odnosi się do wielkiej komety (Komety Napoleńskiej), która pojawiła się na nieboskłonie w 1811 roku (rys. 2). Widoczna była ona gołym okiem łącznie przez około 260 dni. Uważano ją za zapowiedź przyszłej wojny Napoleona z Rosją. Jej pojawienie uważane było za wydarzenie tak niezwykle, że nie omieszkał opisać jej Adam Mickiewicz w ósmej księdze Pana Tadeusza.

*Dziś oczy i myśli wszystkich pociąga do siebie
Nowy gość, dostrzeżony niedawno na niebie:
Był to Kometa pierwszej wielkości i mocy.
Zjawił się na zachodzie, leciał ku północy;
Krwawym okiem z ukosa na rydwan spoziera,
Jakby chciał zająć puste miejsce Lucypera;
Warkocz długi w tył rzucił i część nieba trzecią
Obwinął nim, gwiazd krocie zagarnął jak siecią,
I ciągnie je za sobą, a sam wyżej głową
Mierzy na północ, prosto w gwiazdę biegunową.*



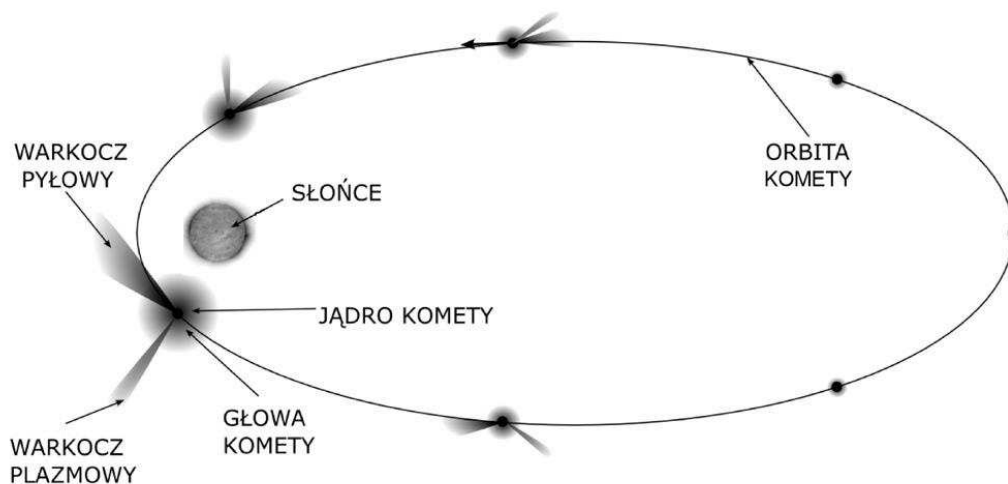
Rysunek 2: Wielka kometa z 1811 roku - C/1811 F1, Kometa Napoleńska, (źródło: en.wikipedia.org/wiki/Great_Comet_of_1811).

Badania ruchów i ewolucji znanych komet oraz poszukiwania nowych, pierwszy raz pojawiających się na niebie z pewnością nieraz jeszcze sprawią astronomom niejedną niespodziankę. Wszak to astronomowie mówią, że: *kometry zachowują się jak koty - mają ogony i robią to, na co mają ochotę*. Klasycznym przykładem takiego „kocięgo zachowania” są wybuchy blasku komet.

2 Struktura fizyczna jądra komety

Komety należą do grupy małych ciał kosmicznych krążących w Układzie Słonecznym i potrafią one zadziwiać swoim zachowaniem zarówno zawodowych astronomów jak i zwykłych zjadaczy chleba. Poruszają się one po orbitach mających w przybliżeniu kształt krzywych stożkowych: elips, parabol lub hiperbol. Podstawową składową komet są ich jądra - trwale struktury będące nośnikiem masy kometarnej.

Podczas wędrówki przez Układ Słoneczny wygląd komety ulega istotnym zmianom. W dalszych odległościach heliocentrycznych jądro komety nie przejawia większej aktywności sublimacyjnej, gdyż jego temperatura jest bardzo niska. Zbliżając się do Słońca pod wpływem jego promieniowania jądro komety zaczyna rozbudowywać swoją strukturę do następujących składowych: głowy wraz z jądrem oraz dwóch warkoczy - pyłowego i jonowego (rys. 3).



Rysunek 3: Wygląd komety podczas jej ruchu po orbicie eliptycznej.

Jądra kometarne posiadają najczęściej kształt nieregularnej bryły podobnej nieco do elipsoidy, cygara lub orzeszka ziemnego (np. kometa 103P/Hartley 2) o wymiarach rzędu od kilkuset metrów do kilkudziesięciu kilometrów. Jądra komet są konglomeratami lodów, zawierających materiał skalny o wymiarach od mikrona do centymetrów czy nawet metrów. Materia kometarna zbudowana jest z lodu wodnego z domieszką zestalonych substancji takich jak: CO, CO₂, NH₃, C₂N₂ itp. Najprawdopodobniej struktura jąder kometarnych jest porowata i może ona zawierać pod swoją powierzchnią jamy, które są wypełnione różnymi gazami. W dalszych rozważaniach przyjmujemy więc, że jądra komet stanowią zlepek tych substancji w postaci ziaren lodowo-pyłowych.

W czasie zbliżania się komety do Słońca lody kometarne zaczynają stopniowo sublimować w swojej naturalnej kolejności zgodnej z temperaturami parowania. Energia cieplna przenikając z powierzchni jądra do jego głębszych warstw powoduje parowanie zamrożonych gazów. Substancje bardziej lotne, których temperatury parowania są niskie (np. CH₄, CO, H₂), parują już z głębszych struktur jądra. W relatywnie cieplejszych warstwach podpowierzchniowych bardziej lotne substancje zdążyły już wyparować i dlatego sublimują związki mniej lotne takie jak: CO₂ lub NH₃. W powierzchniowych, względnie najcieplejszych warstwach jądra komety sublimują najmniej lotne substancje - lody kometarne (H₂O lub H₂O₂). Przedstawiony mechanizm sublimacji zachowuje porowatą strukturę jądra komety oraz tłumaczy istnienie różnych gazów w głowie komety przy jej zbliżaniu się do Słońca.

Tempo procesu sublimacji lodów kometarnych możemy obliczyć korzystając z następującego równania [48]:

$$\dot{Z} = \frac{A \cdot \exp(-\frac{B}{T})}{\sqrt{2 \cdot \pi \cdot m \cdot k_B \cdot T}}. \quad (1)$$

W powyższym równaniu poszczególne symbole przyjmują następującą

notację: $\dot{Z}$ - tempo sublimacji, A i B są parametrami dla danego gazu kometarnego wyrażonymi w jednostkach ciśnienia i temperatury), T - temperaturę gazu, m - masę molekuly danego gazu, k_B - stałą Boltzmanna.

Z równania (1) wynika, że tempo sublimacji materii kometarnej jest funkcją, która w istotny sposób zależy od temperatury na powierzchni jądra komety. Temperaturę tą wyznaczamy w oparciu o równanie bilansu energetycznego na powierzchni jądra komety [9], [48], [51], [54]. Równanie to możemy przedstawić w następującej postaci:

$$\frac{S_{\odot}(1 - Al) \cos\varphi}{d^2} = \epsilon \sigma T^4 + \frac{\dot{Z} L(T)}{N_A} + h(\psi) K(T) \frac{\Delta T}{\Delta x}. \quad (2)$$

Wykorzystane w równaniu (2) symbole oznaczają: $S_{\odot}$ - stałą słoneczną w odległości 1AU równą 1360 W/m^2 , Al - albedo - współczynnik odbicia padającego światła słonecznego od powierzchni jądra komety, φ - kąt padania promieni słonecznych na powierzchnię jądra komety, d - odległość komety od Słońca (wyrażoną w jednostkach astronomicznych), ϵ - współczynnik emisji, σ - stałą Stefana - Boltzmanna, $L(T)$ - ciepło sublimacji, N_A - liczbę Avogadro, $h(\psi)$ - czynnik Hertza, $K(T)$ - przewodność cieplną materii kometarnej, ΔT - różnicę temperatur pomiędzy powierzchnią jądra komety a jamą oraz Δx - grubość warstwy powierzchniowej jądra komety.

Wyjaśnijmy, że czynnik Hertza oznacza stosunek promienia przekroju powierzchni styku dwóch sferycznych ziaren kometarnych do promienia ziarna [14], [76]. Czynnik ten zależy przede wszystkim od budowy wewnętrznej ziaren i ich rozmieszczenia (upakowania) w strukturze jądra komety. Jest on funkcją porowatości ψ materiału kometarnego i z tego powodu traktowany jest jako wolny parametr. Jego wartość jest rzędu od 0.001 do 0.1 [51].

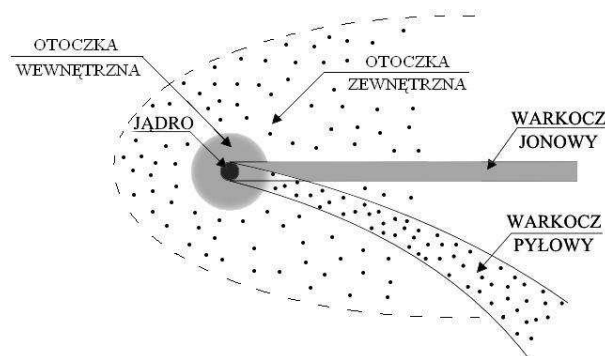
Lewa strona równania (2) przedstawia moc promieniowania elektromagnetycznego Słońca, która jest pochłaniana przez jądro komety. Natomiast pierwszy człon po prawej stronie oznacza moc wypromieniowaną z jądra, drugi człon definiuje moc przeznaczoną na sublimację lodów, a trzeci wyraz to moc przewodzona do wnętrza komety. Wszystkie moce są obliczane na jednostkę powierzchni jądra komety.

Poniżej w tabeli przedstawiono wyniki obliczeń temperatury i tempa sublimacji materii kometarnej dla odległości heliocentrycznej $d = 1\text{AU}$.

Rodzaj lodu kometarnego	H ₂ O	CO ₂	CO
T [K]	168.66	90.31	27.46
$\dot{Z}$ [$\frac{1}{\text{m}^2 \cdot \text{s}}$]	$0.24 \cdot 10^{20}$	$0.30 \cdot 10^{20}$	$0.88 \cdot 10^{20}$

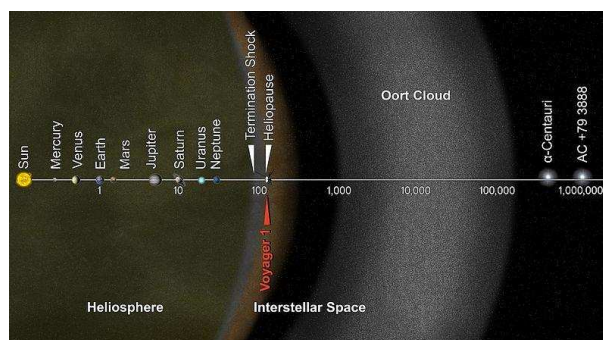
Molekuły sublimujących lodów unoszą ze sobą cząsteczki pyłów kometarnych oraz ziarna lodu wodnego zabrudzonego materiałem kometarnym. Prowadzi to do powstania głowy komety, składającej się z molekuł sublimujących lodów oraz pyłów i ziaren lodowych, w której możemy wyróżnić pewne struktury - otoczkę wewnętrzną oraz zewnętrzną. Z drugiej strony na powierzchni jądra komety gromadzą się cząsteczki pyłów i ziarna lodowe, które są zbyt duże, aby pod wpływem ciśnienia parujących gazów mogłyby opuścić jądro komety. Dzieje się tak, ponieważ dla nich siła grawitacji komety przewyższa wypadkową siłę, związaną z oddziaływaniem sublimujących molekuł lodów oraz siłę odśrodkową będącą konsekwencją rotacji jądra komety. Dlatego na powierzchni jądra komety tworzy się spowijający je swoistego rodzaju płaszcz. Składa się on z substancji, które są nielotne w danych warunkach fizycznych panujących przy powierzchni jądra komety. Płaszcz ten ma porowatą strukturę i dlatego molekuły substancji bardziej lotnych, które sublimują z głębszych warstw jądra mogą przezeń przenikać i przedostawać się do atmosfery komety. Zasadniczo istnienie płaszcza znacznie osłabia tempo sublimacji materii kometarnej. Najczęściej tylko niewielka część powierzchni jądra komety rzędu około jednego procenta, wykazuje pełną

aktywność sublimacyjną. Warto zauważyć, że część uniesionych z powierzchni jądra cząsteczek pyłu może również utworzyć warkocz pyłowy (czasami nazywany również ogonem komety), a zjonizowane molekuły substancji lotnych warkocz jonowy komety (rys. 4).



Rysunek 4: Fizyczna budowa komety.

Komety prawdopodobnie pochodzą z dwóch źródeł: z pasa Kuipera, który zaczyna się za orbitą Neptuna w odległości około 40 AU od Słońca lub z Obłoku Oorta, który ma postać sferycznej otoczki Układu Słonecznego o promieniu rzędu około 100 000 jednostek astronomicznych (rys. 5). Perturbacje pochodzące od najbliższych gwiazd mogą zmusić komety, które znajdują się w obłoku Oorta do zmian ich orbit na krzywe stożkowe i tym samym mogą one orbitować w Układzie Słonecznym. W stosunku do komet znajdujących się w pasie Kuipera taką rolę pełnią perturbacje pochodzące od wielkich planet.



Rysunek 5: Układ Słoneczny ukazany wraz z Obłokiem Oorta (źródło: solarsystem.jpl.nasa.gov/planets/oort).

3 Emisja materii z powierzchni jądra komety

Podstawowym mechanizmem świadczącym o aktywności komet jest zjawisko sublimacji poszczególnych lodów kometarnych. W wyniku zachodzącej sublimacji gazów kometarnych otoczka jądra komety znacząco zwiększa swoje rozmiary. W sprzyjających warunkach jest ona odpowiedzialna za transport materii kometarnej znajdującej się na powierzchni jądra komety do zewnętrznych regionów atmosfery komety. W ogólności istnieje kilka mechanizmów mogących transportować materię kometarną w postaci cząstek pyłu i lodu z jądra komety do jej atmosfery. Zaliczamy do nich następujące procesy:

- sublimację lodów kometarnych,
- zjawisko gejzerów kometarnych,
- lewitację elektrostatyczną, która wynika z faktu, że powierzchnia jądra komety może być naładowana elektrostatycznie,
- zjawisko odrzutu materii kometarnej tzw. mechanizm raketowy, który polega na asymetrycznej sublimacji gazów z ziaren kometarnych.

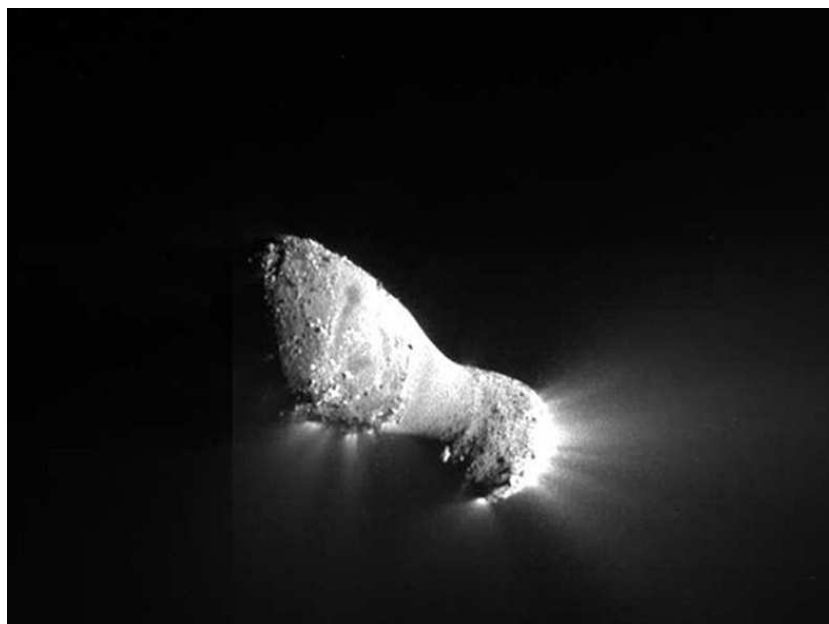
W dysertacji tej zostaną przedstawione szczegółowo dwa pierwsze mechanizmy mające decydujący wpływ na aktywność emisyjną komet.

Pierwszym z tych mechanizmów jest „spokojna” sublimacja lodów kometarnych z warstw powierzchniowych jądra. Molekuły sublimujących gazów kometarnych mogą unosić z powierzchni jądra komety w przestrzeń kosmiczną drobne pyły i ziarna lodowe. W ten sposób wzdłuż swojej orbity kometa rozsiewa materię kometarną, składającą się z pyłów i ziaren lodowych oraz sporadycznie z większych okruchów brył skalnych. Jądro

komety poruszające się wokół Słońca po orbicie eliptycznej za każdym razem traci pewien ułamek masy w wyniku sublimacji lodów. W ten sposób po dostatecznie dużej ilości przejść przez peryhelium jądro komety zostaje pozbawione znacznej ilości lodów, które pełnią rolę swoistego lepiszcza spajającego pyły i okruchy skalne. Dlatego po pewnym czasie rozpada się ono na małe fragmenty, a siły perturbacyjne pochodzące głównie od planet rozpraszają gruz kometarny wzdłuż pierwotnej orbity komety. Jeśli eliptyczna orbita komety przecina orbitę Ziemi lub przebiega dostatecznie blisko niej, to wtedy regularnie w określonych porach roku możemy obserwować roje meteoroidów - np. Sierpniowe Perseidy. Przedstawiony powyżej mechanizm sublimacji lodów kometarnych pod wpływem promieniowania elektromagnetycznego Słońca jest zjawiskiem dobrze znanym i szeroko dyskutowanym w literaturze: [11], [12], [24], [25] [30], [31] [47], [48], [57], [58], [69], [77].

Drugim mechanizmem odnoszącym się do emisji materii kometarnej jest zjawisko gejzerów kometarnych. Amerykańska sonda kosmiczna realizująca firmowaną przez NASA misję EPOXI, 4.11.2010 roku zbliżyła się na odległość zaledwie 700 km do jądra małej komety 103P/Hartley 2 (rys. 6). Wysokiej jakości zdjęcia wykonane przez kamery umieszczone na pokładzie sondy obrazujące jądro tej komety oraz jego najbliższe otoczenie stały się wielkim zaskoczeniem dla astronomów na całym świecie. NASA oświadczyło, że po raz pierwszy w historii badań kometarnych stwierdzono tak bardzo blisko Słońca (w odległości 1.06AU) aktywność sublimacyjną komety, która była kontrolowana przez dwutlenek węgla a nie lód wodny. Dodatkowym zaskoczeniem okazał się fakt, że na fotografiach przesłanych z kosmosu na Ziemię były widoczne silne strumienie gazów, przypominające gejzery na naszej planecie. Niespodzianką było również to, że jądro komety było otoczone rojem lodowych bryłek materii kometarnej. Te odłamki były wyrzucane z wnętrza komety za pośrednictwem strumieni dwutlenku węgla wydobywającego się

z licznych gejzerów kometarnych [1], [19], [20], [38], [73], [75].



Rysunek 6: Kometa 103P/Hartley 2 widoczna z licznymi strugami gazu, które wydostają się z gejzerów kometarnych (źródło: en.wikipedia.org/wiki/103P/Hartley).

Zjawisko gejzeropodobnych silnych strumieni gazów wyrzucanych z jąder zaobserwowano również dla kilku innych komet np. 19P/Borelly, 29P/Schwassmann - Wachmann 1. Istnienie zjawiska kometarnych gejzerów wydaje się być zupełnie prawdopodobne w świetle aktualnych badań kometarnych. Wnętrza komet zawierają prawdopodobnie liczne pęknięcia, dziury i jamy, które są wynikiem różnorodnych procesów destrukcyjnych, którym ulegają te ciała niebieskie. Lody kometarne mogą sublimować do tych pustych przestrzeni, które w ten sposób stają się zbiornikami lotnej materii. Jeżeli ciśnienie stanie się wystarczająco duże to w strukturze jądra komety zaczną powstawać dodatkowe pęknięcia i szczeliny. Wydostające się przez nie na powierzchnię jądra komety substancje gazowe unoszą ze sobą cząstki lodowo - pyłowe materiału kometarnego. Strugi tego gazu mogą być obserwowane jako kometarne gejzery. Przedstawiony mechanizm zjawiska gejzerów kometarnych jest

stosunkowo nowym odkryciem jeśli chodzi o fizyczną ewolucję komet. Zagadnienie to jest na tyle ciekawe, że wielu astronomów na całym świecie zainteresowało się tym problemem: [1], [4], [24], [28], [30], [31], [85]. Dalsze rozważania będą próbą odpowiedzi na pytanie: jak duża cząstka materii kometarnej może być uniesiona z powierzchni jądra komety przez sublimujące gazy? Rozważania nasze będą dotyczyły mechanizmu spokojnej sublimacji oraz zjawiska gejzerów kometarnych.

3.1 Sferyczny model jądra komety

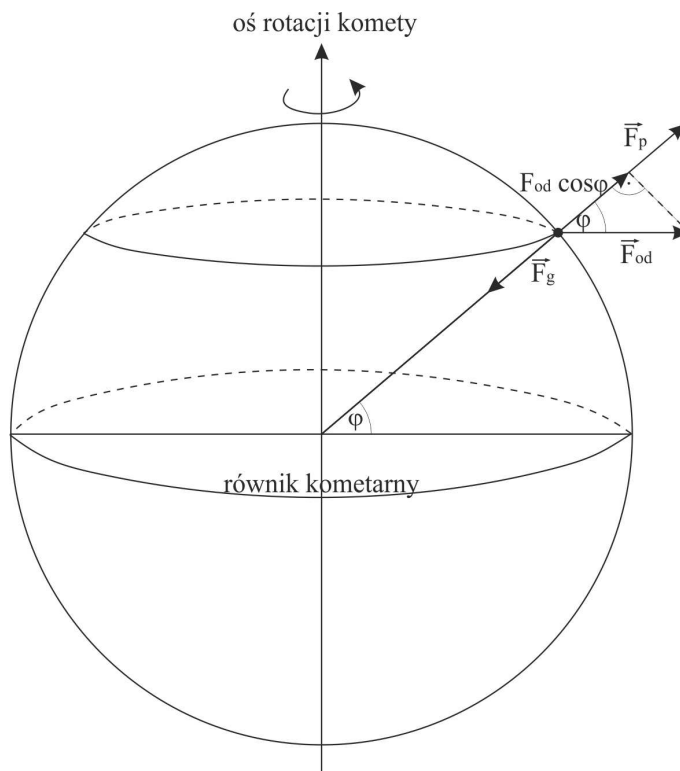
Chcąc opisać dynamikę ziaren kometarnych spoczywających na powierzchni rdzenia (jądra) komety musimy w pierwszej kolejności uczynić pewne założenia. Dla uproszczenia naszych rozważań zakładamy, że jądro komety jest kuliste, wiruje wzdłuż jednej ze swoich średnic, przy czym oś rotacji jądra jest prostopadła do płaszczyzny orbity, która ma kształt elipsy.

Okruchy materii kometarnej czyli ziarna kometarne znajdujące się na powierzchni jądra komety, poddane są następującym oddziaływaniom:

- sile grawitacji F_g , która pochodzi od jądra komety,
- sile parcia F_p sublimujących molekuł lodów kometarnych,
- sile odśrodkowej F_{od} bezwładności, wynikająca z faktu, że jądro komety wiruje względem osi przechodzącej przez środek jego masy,
- sile związanej z ciśnieniem promieniowania słonecznego,
- sile Coriolisa, która związana jest z ruchem ziaren po powierzchni jądra komety.

Przeprowadzone obliczenia numeryczne wykazały, że tylko trzy pierwsze siły mają istotny wpływ na wielkość emitowanych z powierzchni jądra

komety ziaren lodowo - pyłowych. Natomiast pozostałe siły możemy pominąć [31]. Rozkład sił, które mają największe znaczenie w omawianym przypadku został przedstawiony na rysunku (rys. 7).



Rysunek 7: Rozkład sił działających na ziarno kometarne, które znajduje się na powierzchni jądra komety.

Zgodnie z rysunkiem 7 siła grawitacji działa do wnętrza jądra, a pozostałe dwie siły działają na zewnątrz jądra komety. Uwzględniając powyższe stwierdzenie, warunkiem niezbędnym do uniesienia ziarna kometarnego z powierzchni jądra komety jest spełnienie następującej zależności:

$$F_g \leq F_p + F_{od} \cdot \cos \varphi. \quad (3)$$

Poszczególne siły, które występują w równaniu (3) przyjmują następującą postać:

$$F_g = \frac{GM_N m_{gr}}{R_N^2} = \frac{16}{9} G \pi^2 R_N a_{gr}^3 \rho_{gr} \rho_N, \quad (4)$$

$$F_p = \frac{1}{2} C_D \pi a_{gr}^2 (v_g - v_{gr})^2 \rho_g, \quad (5)$$

$$F_{od} = m_{gr} \omega^2 r = \frac{16\pi^3}{3P^2} a_{gr}^3 \rho_{gr} R_N \cos^2 \varphi. \quad (6)$$

Uwzględniając wzory (3) - (6), równanie ruchu dla ziarna kometarnego unoszonego z powierzchni jądra komety można zapisać w następującej formie:

$$m_{gr} \frac{d^2 R}{dt^2} = \frac{1}{2} C_D \pi a_{gr}^2 (v_g - v_{gr})^2 \rho_g + m_{gr} \omega^2 R_N \cos^2 \varphi - \frac{GM_N m_{gr}}{R_N^2}. \quad (7)$$

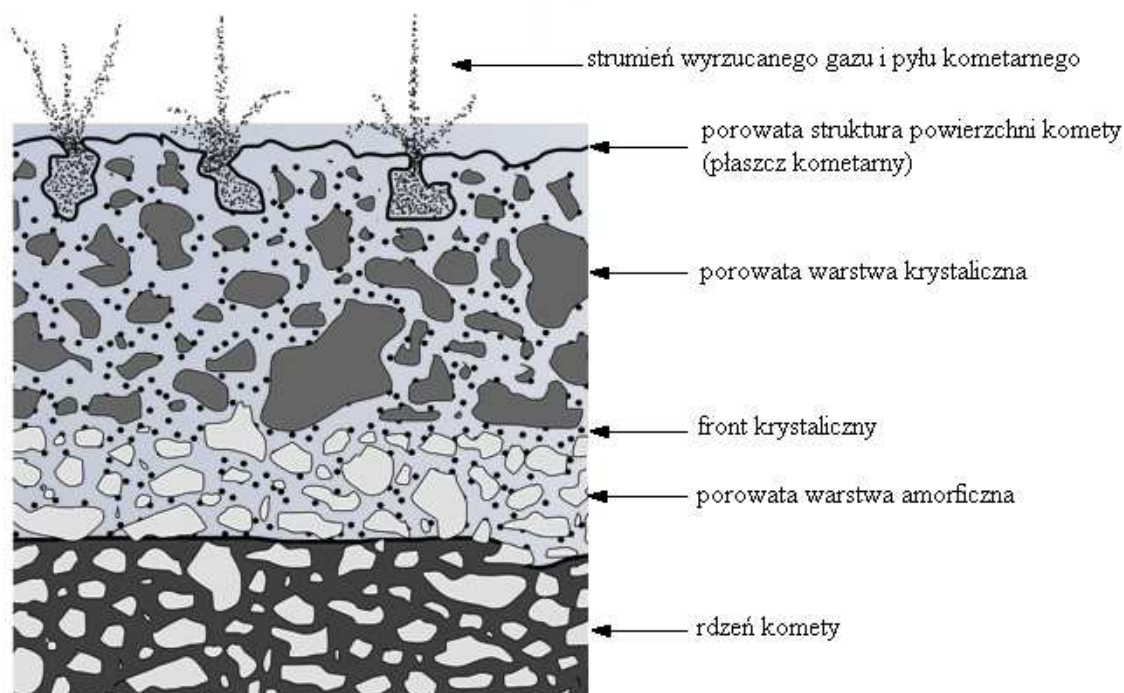
W równaniach (4) - (7) zastosowano następującą notację: M_N - masa jądra komety, m_{gr} - masa ziaren pyłu, R_N - promień jądra komety, G - stałą grawitacji, a_{gr} - promień ziarna unoszonego z powierzchni jądra komety, ρ_{gr} - gęstość ziaren kometarnych, ρ_N - gęstość jądra, C_D - współczynnik oporu, v_g - prędkość gazu (prędkość radialna molekuł gazu kometarnego, której postać uzyskujemy z rozważań termodynamicznych), v_{gr} - prędkość unoszonego ziarna pyłu, ρ_g - gęstość gazu, ω - prędkość kątową rotacji jądra komety, P - spinowy okres rotacji jądra komety oraz φ „szerokość kometocentryczną” z której unoszone jest ziarno lodowo-pyłowe.

Wykorzystując w równaniu (7) warunek: $\frac{d^2 R}{dt^2} \geq 0$, można pokazać, że maksymalny promień kulistego ziarna kometarnego, które może opuścić jądro komety dane jest następującą zależnością:

$$a_{max} = \frac{9C_D M v_g \dot{Z}}{32\pi G \rho_{gr} \rho_N R_N (1 - \frac{3\pi \cos^2 \varphi}{G \rho_N P^2})}. \quad (8)$$

W powyższej formule symbol M oznacza masę molekuł lodów kometarnych. Tak więc równanie (8) określa maksymalny rozmiar ziarna kometarnego, które może być uniesione z powierzchni jądra komety w przypadku spokojnej sublimacji.

Przedstawione poniżej równania po pewnej modyfikacji zostaną również zastosowane do opisu drugiego mechanizmu związanego z emisją materii z komet - gejzerów kometarnych.



Rysunek 8: Schemat przekroju przez kometa. Widoczne są geizery kometarne oraz prawdopodobna struktura wewnętrzna jądra komety.

Fizykę kometarnego geizeru opisujemy wykorzystując prawa zachowania pędu, energii i równania hydromechaniki. Fundamentalną rolę odgrywa w tym przypadku równanie równowagi bilansu energetycznego na powierzchni jądra komety. Aby poprawnie przedstawić procesy termodynamiczne w przypadku geizarów kometarnych musimy rozważyć dwa przypadki:

- powierzchnia jądra komety znajdująca się nad jamą gejzeru jest nieaktywna sublimacyjnie,
- powierzchnia jądra, która okrywa jamę kometarną jest aktywna sublimacyjnie.

W pierwszym przypadku równanie bilansu energetycznego przyjmuje następującą postać:

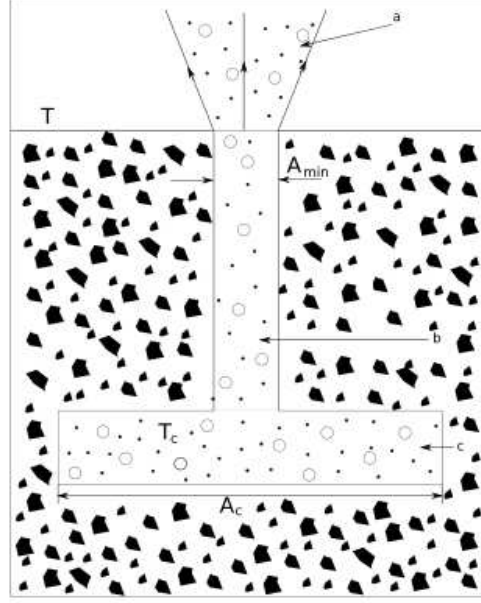
$$A_c \frac{S_{\odot}(1 - Al) \cos \varphi}{d^2} = (A_c - A_{\min}) \epsilon \sigma T^4 + (A_c - A_{\min}) h(\psi) K(T) \frac{\Delta T}{\Delta x}. \quad (9)$$

Dla drugiego przypadku równanie bilansu energetycznego możemy zapisać w następującej postaci:

$$A_c \frac{S_{\odot}(1 - Al) \cos \varphi}{d^2} = (A_c - A_{\min}) \left(\epsilon \sigma T^4 + \frac{\dot{Z} L(T)}{N_A} \right) + (A_c - A_{\min}) h(\psi) K(T) \frac{\Delta T}{\Delta x}. \quad (10)$$

Wykorzystane w równaniu (9) i (10) symbole oznaczają odpowiednio: A_c - przekrój jamy gejzeru, $A_{\min}$ - przekrój kanału gejzeru. Pozostałe symbole mają taki sam sens jak w równaniu (2).

Oba powyższe równania są podobne do siebie, różnią się tylko jednym składnikiem związanym z sublimacją lodów kometarnych.



Rysunek 9: Schemat gejzeru kometarnego. Na powyższym rysunku przyjęto następujące oznaczenia: $A_{\min}$ - przekrój kanału, A_c - przekrój jamy, a - strumień materii wypływającej z krateru, b - kanał krateru, c - jama krateru, T_c - temperatura w jamie, T - temperatura na powierzchni jądra komety [28].

W celu uproszczenia rozważań zakładamy, że całe ciepło z elementu powierzchni jądra komety umieszczonego nad jamą przekazywane jest do wnętrza gejzeru. Wówczas słuszne będzie następujące równanie:

$$L(T) \dot{M} = (A_c - A_{\min}) h(\psi) K(T) \frac{\Delta T}{\Delta x}, \quad (11)$$

gdzie $\dot{M}$ jest masą strumienia gazu wypływającego z gejzeru (wielkość tą wyrażamy w $\text{kg} \cdot \text{s}^{-1}$).

W celu obliczenia prędkości molekuł sublimujących lodów wylatujących z gejzeru, wykorzystujemy równanie Bernoulliego:

$$\frac{1}{2} v_{\text{cav}}^2 + \frac{\gamma}{\gamma - 1} \rho_{\text{cav}} = \frac{1}{2} v_{\text{gey}}^2 + \frac{\gamma}{\gamma - 1} \rho_{\text{gey}} \quad (12)$$

Poszczególne symbole oznaczają: v_{cav} - prędkość molekuł gazu w jamie kometarnej, v_{gey} - prędkość molekuł gazu przy ujściu z gejzeru, ρ_{cav} - gęstość gazu w jamie, ρ_{gey} - gęstość gazu przy ujściu z gejzeru. Symbol γ ,

który został wykorzystany w powyższym równaniu oznacza wykładnik adiabaty dla danego gazu kometarnego.

Warto zaznaczyć, że lewa strona w równaniu (12) jest zależna od warunków jakie panują w jamie kometarnej. Natomiast prawa strona określa stan fizyczny na wylocie gejzeru. Dodatkowo należy wziąć pod uwagę relację, która wynika bezpośrednio z równania ciągłości:

$$\dot{M} = A_{\min} \rho_{\text{gey}} v_{\text{gey}}. \quad (13)$$

Wykorzystując powyższe równania można pokazać, że wzór na maksymalny promień ziaren materii kometarnej $a_{\text{max,gey}}$ unoszonych przez strugi gazu wydobywające się z wnętrza komety przyjmuje postać [30]:

$$a_{\text{max,gey}} = \frac{9C_D v_{\text{gey}}(1 - \alpha)}{32\pi G \rho_{\text{gr}} \rho_{\text{n}} R_N (1 - \frac{3\pi \cos^2 \varphi}{G \rho_{\text{n}} P^2}) \alpha L} h(\psi) K(T) \frac{\Delta T}{\Delta x}. \quad (14)$$

W równaniu (14) parametr $\alpha = A_{\min}/A_c$ i oznacza stosunek pola przekroju kanału gejzeru do jego jamy [30].

3.1.1 Wyniki obliczeń w przypadku sferycznego modelu jądra komety

Poniżej zostaną przedstawione wyniki obliczeń numerycznych w formie tabel i wykresów. Rozważona zostanie sublimacja trzech dominujących lodów kometarnych: H_2O , CO_2 oraz CO , które są odpowiedzialne za aktywność sublimacyjną jądra komety. Dodatkowo musimy mieć na uwadze, że przy założonej geometrii rozważanego zagadnienia tempo sublimacji materii kometarnej z równika komety jest największe (Tabela 1). Spowodowane jest to tym, że promienie słoneczne padają prostopadłe do powierzchni jądra tworząc z normalną kąt $\varphi = 0^\circ$.

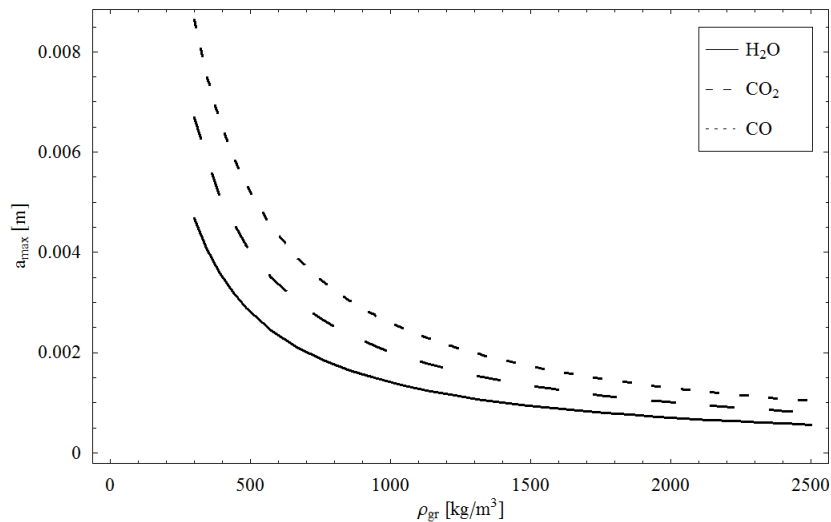
Tabela 1: Rozkład tempa sublimacji materii kometarnej w zależności od szerokości kometocentrycznej φ dla trzech różnych lodów kometarnych. Założono, że kometa znajduje się w odległości $d = 1 \text{ AU}$.

$\varphi [^\circ]$	$\dot{Z} [1/\text{m}^2 \cdot \text{s}]$		
	Rodzaj lodu		
	H_2O	CO_2	CO
0	$0.24 \cdot 10^{20}$	$0.30 \cdot 10^{20}$	$0.88 \cdot 10^{20}$
30	$2.18 \cdot 10^{19}$	$2.84 \cdot 10^{19}$	$8.54 \cdot 10^{19}$
45	$1.71 \cdot 10^{19}$	$2.31 \cdot 10^{19}$	$6.96 \cdot 10^{19}$
60	$1.11 \cdot 10^{19}$	$1.62 \cdot 10^{19}$	$4.92 \cdot 10^{19}$

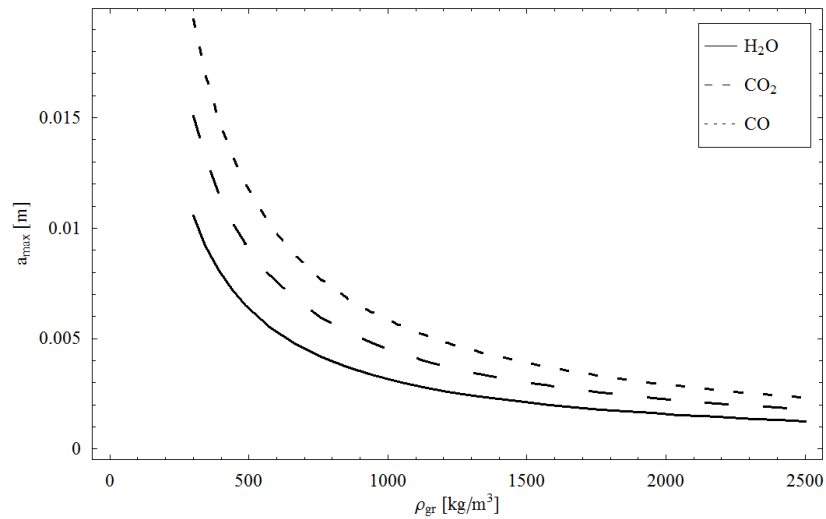
Przedstawione poniżej obliczenia numeryczne związane są z emisją ziaren, które uwzględniają spokojną sublimację oraz zjawisko gejzerów kometarnych. Założono, że jądro komety znajduje się w odległości heliocentrycznej równej $d = 1 \text{ AU}$.

Tabela 2: Maksymalny promień ziarna $a_{\max}$ (cm) jaki może być uniesiony z powierzchni jądra komety. W obliczeniach przyjęto, że gęstość jądra wynosi $\rho_N = 400 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$ [65], a gęstość ziaren jest równa $\rho_{\text{gr}} = 1000 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$. Założono, że sublimacja kontrolowana jest przez: H_2O , CO_2 oraz CO .

$R_{\text{N}}(\text{km})$	$a_{\text{max}} \text{ (cm)}$								
	H_2O			CO_2			CO		
	$P(h)$								
	7	15	∞	7	15	∞	7	15	∞
1	0.994	0.502	0.440	1.421	0.718	0.630	1.834	0.926	0.820
5	0.199	0.101	0.089	0.284	0.143	0.125	0.367	0.185	0.164
10	0.099	0.050	0.044	0.142	0.072	0.063	0.183	0.092	0.082

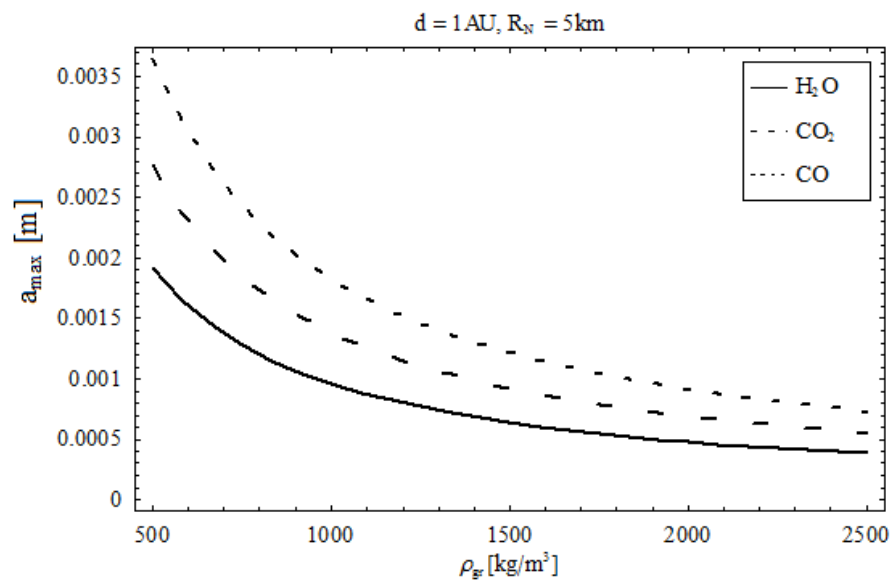


Rysunek 10: Zależności maksymalnego promienia ziarna kometarnego $a_{\max}$, które może być uniesione z powierzchni jądra przez sublimujące gazy kometarne. Obliczenia zostały przeprowadzone dla promienia jądra równego $R_N = 1 \text{ km}$. W tym przypadku został rozważony nie rotujący model jądra komety, co oznacza, że $P \rightarrow \infty$.

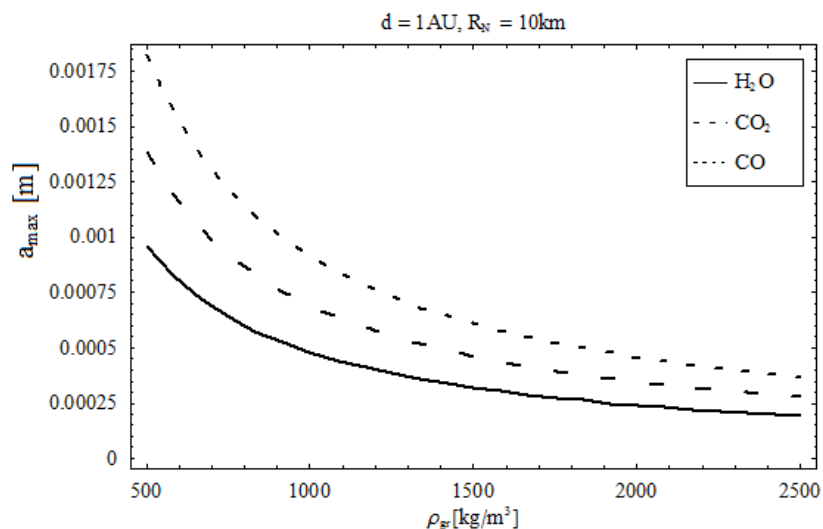


Rysunek 11: Sytuacja analogiczna jak na (rys. 10), ale jądro komety rotuje z okresem $P=7$ h.

W dwóch poniższych przykładach przyjęto, że kometa znajduje się także w odległości heliocentrycznej równej $d=1$ AU, ale promień jej jądra jest równy odpowiednio: 5 i 10 km.



Rysunek 12: Sytuacja analogiczna jak na (rys. 10), ale przyjęto, że promień jądra komety wynosi $R_N=5$ km.

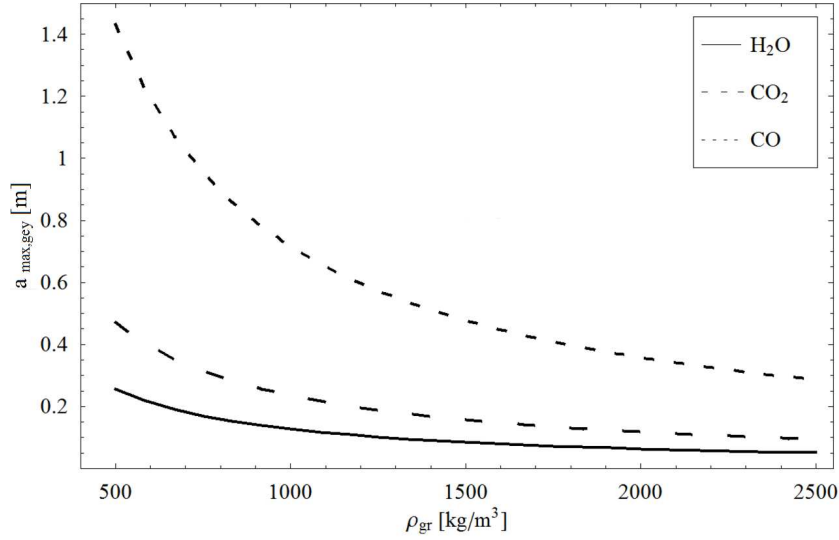


Rysunek 13: Sytuacja analogiczna jak na (rys. 10), ale przyjęto, że promień jądra komety wynosi $R_N=10\text{km}$.

Dla emisji materii z gejzerów kometarnych został rozważony przypadek nie rotującego modelu jądra komety, gdyż rotacja w przypadku gejzerów tylko nieznacznie zwiększa promień ziaren $a_{\text{max,gey}}$.

Tabela 3: Maksymalny promień ziarna $a_{\text{max,gey}}$ jaki może być wyrzucony z gejzeru kometarnego. Obliczenia zostały wykonane dla komety o promieniu $R_N = 1\text{km}$, pozostałe zmienne są takie same jak w przypadku spokojnej sublimacji.

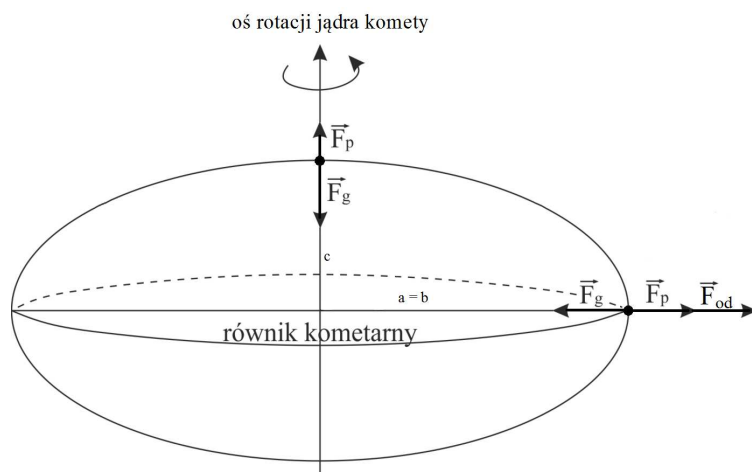
$\rho_{gr}(\text{kg m}^{-3})$	$a_{\text{max,gey}}(\text{m})$		
	Rodzaj lodu		
	H ₂ O	CO ₂	CO
500	0.265	0.471	1.431
1000	0.127	0.235	0.716
1500	0.085	0.157	0.477
2000	0.064	0.112	0.358
2500	0.051	0.094	0.286



Rysunek 14: Zależności maksymalnego promienia cząstki $a_{max,gey}$, która może zostać wyrzucona z gejzeru kometarnego w funkcji zmieniającej się gęstości ziarna. Rozważone zostały trzy lody kometarne: H_2O , CO_2 oraz CO , a pozostałe stałe mają taką samą wartość jak w przypadku spokojnej sublimacji.

3.2 Model spłaszczonej elipsoidy

Kolejnym przykładem modelu kształtu jądra komety będzie spłaszczona elipsoida. Podobnie jak poprzednio obliczone zostaną maksymalne promienie cząstek, które mogą być uniesione z powierzchni jądra komety poprzez sublimujące gazy kometarne. Przyjmując, że jądro komety ma kształt obrotowej spłaszczonej elipsoidy możemy wyróżnić trzy główne półosie: a , b i c . W takim przypadku zachodzi następujący warunek: $a = b > c$ [31]. Zakładamy, również, że jądro komety tak jak w przypadku modelu sferycznego wiruje wokół prostej, która jest prostopadła do płaszczyzny orbity. Kolejnym ważnym elementem jest określenie parametru spłaszczenia elipsoidy, który zdefiniowany jest jako: $\varepsilon = \frac{c}{a}$. Przyjęto również, że na ziarno kometarne działają te same siły co poprzednio. Dodatkowo rozpatrzone zostaną dwa skrajne przypadki emisji materii kometarnej z równika i biegunów jądra komety - zgodnie z rysunkiem 15.



Rysunek 15: Rozkład sił działających na cząstkę materii kometarnej w przypadku spłaszczonej elipsoidy.

Rozważając kształt elipsoidalny jądra komet należy zwrócić uwagę na bardzo istotną rzecz. Rozkład sił, które działają na ciało jest inny niż w przypadku sferycznego modelu jądra komety. Jeżeli ziarno kometarne znajduje się na równiku lub biegunie kometarynym to oddziaływanie pola grawitacyjnego powoduje działanie następujących sił, odpowiednio ([10], [31]) dla:

- równika

$$F_{\text{grav,eq}} = 2\pi G m_{\text{gr}} abc R_N \rho_N \times I_{\text{eq}}, \quad (15)$$

- bieguna

$$F_{\text{grav,pol}} = 2\pi G m_{\text{gr}} abc R_N \rho_N \times I_{\text{pol}}. \quad (16)$$

W przypadku kiedy ziarno kometarne znajduje się na równiku zachodzi następująca równość: $R_N = a$ oraz współczynnik I_{eq} przyjmuje postać następującej całki:

$$I_{\text{eq}} = \int_0^\infty \frac{ds}{(a^2 + s)\sqrt{(a^2 + s)(b^2 + s)(c^2 + s)}}. \quad (17)$$

W przypadku bieguna $R_N = c$, a współczynnik I_{pol} dany jest wzorem:

$$I_{\text{pol}} = \int_0^\infty \frac{ds}{(c^2 + s)\sqrt{(a^2 + s)(b^2 + s)(c^2 + s)}}. \quad (18)$$

Warunkiem do tego, aby ziarno kometarne mogło opuścić spłaszczone jądro komety, jest spełnienie następującej zależności:

$$F_g \leq F_p + F_{\text{od}} \cdot \cos \varphi. \quad (19)$$

Zgodnie z przyjętym założeniem odnośnie dwóch skrajnych przypadków emisji ziaren kometarnych dla równika $\varphi = 0^\circ$, a dla bieguna $\varphi = 90^\circ$.

Równanie (19) jest analogiczne do warunku w przypadku modelu kulistego jądra komety. Z przeprowadzonych symulacji numerycznych wynika, że maksymalne rozmiary ziaren kometarnych są emitowane z równika komety.

Postępując w podobny sposób jak w paragrafie 3.1 można pokazać, że maksymalny promień ziarna kometarnego a_{max} , które może być uniesione z równika komety o kształcie spłaszczonej elipsoidy dane jest równaniem:

$$a_{\text{max}} = \frac{3C_D M \mu \dot{Z} v_g}{16\pi G \rho_{\text{gr}} \rho_n a (a^3 \epsilon I_{\text{eq}} - \frac{2\pi}{G \rho_n P^2})}. \quad (20)$$

W przypadku gejzeru kometarnego równanie na maksymalny promień ziarna $a_{\text{max,gey}}$ wyrzucanego z jego wnętrza przyjmuje postać:

$$a_{\text{max,gey}} = \frac{3C_D v_{\text{jet}} (1 - \alpha) h(\psi) K(T) \frac{\Delta T}{\Delta x}}{16\pi G \rho_{\text{gr}} \rho_n a (a^3 \epsilon I_{\text{eq}} - \frac{2\pi}{G \rho_n P^2})}. \quad (21)$$

Wszystkie symbole wykorzystane w powyższych równaniach mają taki sam sens jak w przypadku modelu sferycznego jądra komety.

3.2.1 Wyniki obliczeń w przypadku modelu spłaszczonego jądra komety

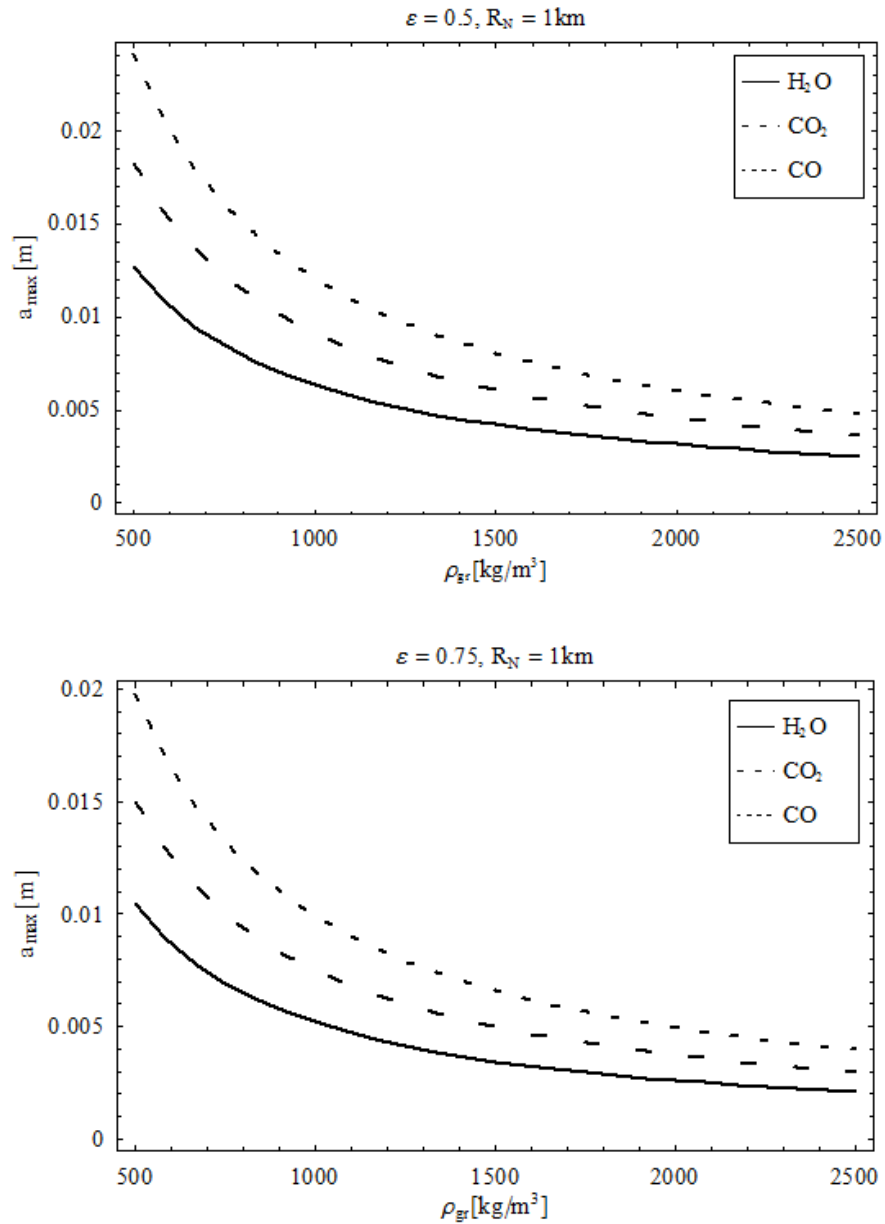
W przypadku modelu elipsoidalnego jądra komety pierwszym krokiem będzie wyznaczenie stosunku przyspieszenia grawitacyjnego na biegunie $g_{\text{grav,pol}}$ do przyspieszenia grawitacyjnego na równiku $g_{\text{grav,eq}}$ w funkcji parametru ε oznaczającego stopień spłaszczenia jądra komety. Otrzymane wyniki zostały przedstawione w poniższej tabeli.

ε	$g_{\text{grav,pol}}/g_{\text{grav,eq}}$
0.5	1.115
0.666	1.074
0.75	1.053
1.00	1.00

W dalszej części pracy zostaną przedstawione wyniki obliczeń numerycznych, które będą przedstawione w sposób analogiczny jak w paragrafie 3.1.1. Warto podkreślić, że w tabelach 4-6 w tych samych wierszach umieszczone są wyniki obliczeń numerycznych dla jąder kometarnych o różnych spłaszczeniach, ale mających tę samą masę jak jądro kuliste o promieniu R_N . Dodatkowo zakładamy, że kometa znajduje się w odległości $d=1$ AU od Słońca.

Tabela 4: Maksymalny promień ziarna a_{max} jakie może być uniesione z powierzchni jądra komety. Pozostałe współczynniki są takie same jak w tabeli 2. Sublimacja kontrolowana jest przez: H_2O , CO_2 oraz CO . Założono, że jądro komety nie rotuje.

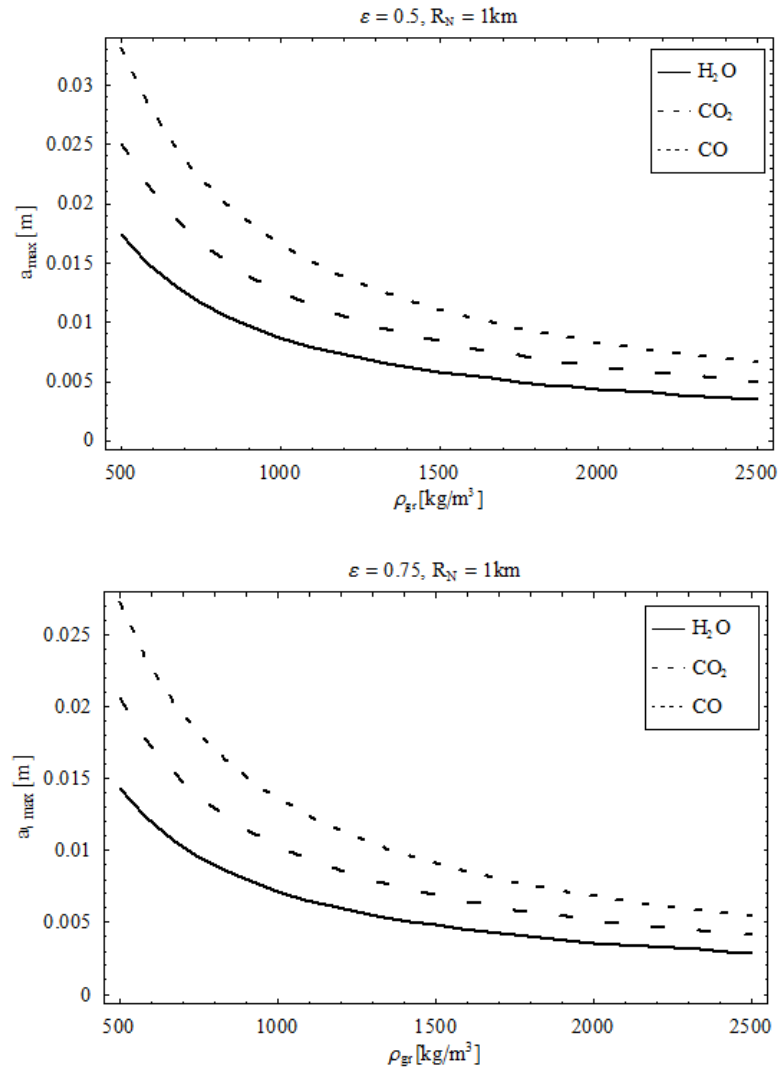
$R_{\text{N}}(\text{km})$	$a_{\text{max}}(\text{cm})$								
	H_2O			CO_2			CO		
	ε								
	0.5	0.75	1.0	0.5	0.75	1.0	0.5	0.75	1.0
1	0.49	0.45	0.44	0.70	0.64	0.63	0.92	0.84	0.82
5	0.099	0.092	0.089	0.140	0.129	0.125	0.184	0.169	0.164
10	0.049	0.046	0.044	0.070	0.065	0.063	0.091	0.084	0.082



Rysunek 16: Maksymalny promień ziarna kometarnego $a_{\max}$ (w metrach) jaki może być uniesiony z powierzchni jądra komety przez spokojną sublimację w zależności od gęstości ziarna i trzech rodzajów lodów kometarnych. Założono również, że jądro komety nie rotuje i znajduje się ono w odległości heliocentrycznej równej $d = 1\text{AU}$. Wyniki zostały przedstawione dla dwóch różnych spłaszczeń jądra komety: $\varepsilon = 0.5$ i $\varepsilon = 0.75$

Tabela 5: Sytuacja analogiczna jak w tabeli 4, ale jądro komety rotuje z okresem spinowym $P = 10h$.

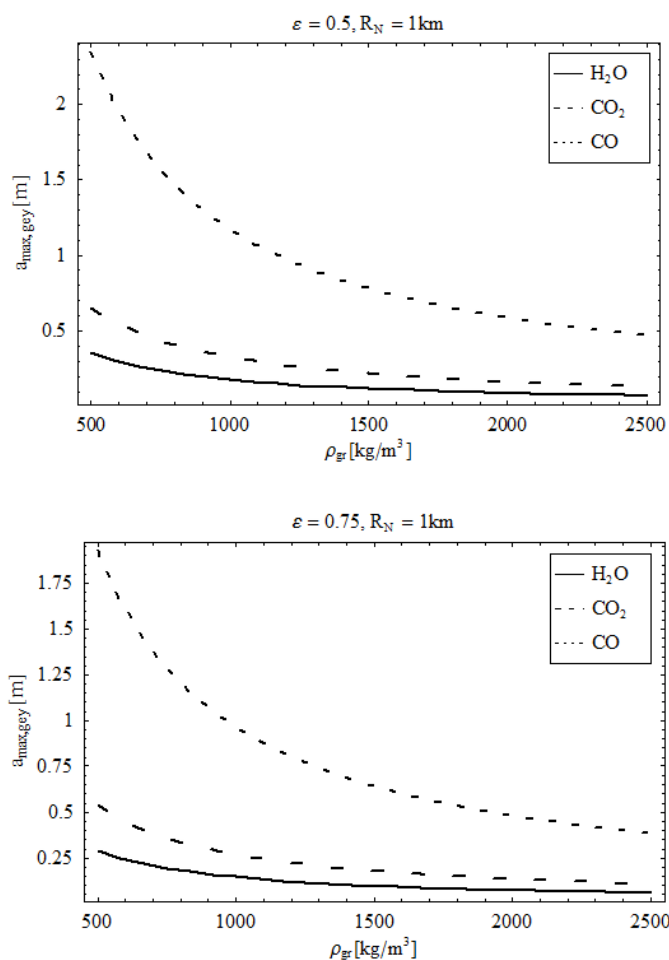
$R_N(\text{km})$	$a_{\text{max}}(\text{cm})$								
	H_2O			CO_2			CO		
	ε								
	0.5	0.75	1.0	0.5	0.75	1.0	0.5	0.75	1.0
1	0.80	0.66	0.60	1.14	0.93	0.86	1.48	1.22	1.12
5	0.16	0.13	0.12	0.22	0.18	0.17	0.30	0.24	0.22
10	0.079	0.065	0.060	0.114	0.093	0.086	0.148	0.122	0.112



Rysunek 17: Sytuacja analogiczna jak na rysunku 16, ale jądro rotuje z okresem $P = 10h$.

Tabela 6: Sytuacja analogiczna jak w tabeli 4. Obliczenia zostały przeprowadzone dla gejzeru.

$R_{\text{N}}(\text{km})$	$a_{\text{max,gey}}(\text{cm})$								
	H_2O			CO_2			CO		
	ε								
	0.5	0.75	1.0	0.5	0.75	1.0	0.5	0.75	1.0
1	14.26	13.14	12.74	26.35	24.27	23.54	80.09	73.79	71.57
5	2.86	2.63	2.55	5.27	4.86	4.70	16.02	14.76	14.32
10	1.43	1.31	1.27	2.64	2.42	2.35	8.01	7.38	7.16



Rysunek 18: Sytuacja analogiczna jak na rysunku 16. Obliczenia zostały przeprowadzone dla kometarnych gejzerów.

3.3 Model wydłużonej elipsoidy

W następnym przykładzie zostanie rozważona emisja materii z powierzchni jądra komet o kształcie wydłużonej elipsoidy. W rozważanym przypadku zakładamy, że jądro komety wiruje wokół prostej zawierającej pólś c , która jest również prostopadła do płaszczyzny eliptycznej orbity komety. Bryła rdzenia komety ograniczona jest następującą powierzchnią:

$$\frac{x^2 + y^2}{a^2} + \frac{z^2}{c^2} = 1, \quad (c > a). \quad (22)$$

W powyższym równaniu x, y, z są to współrzędne kartezjańskiego układu współrzędnych o początku w punkcie O , znajdującego się w środku jądra komety (rys. 19). Układ współrzędnych przyjęto w ten sposób, że osie układu: OX, OY, OZ są odpowiednio równoległe do pólś a, b, c elipsoidalnego kształtu jądra komety. W takim przypadku zachodzi następująca relacja $a = b < c$.

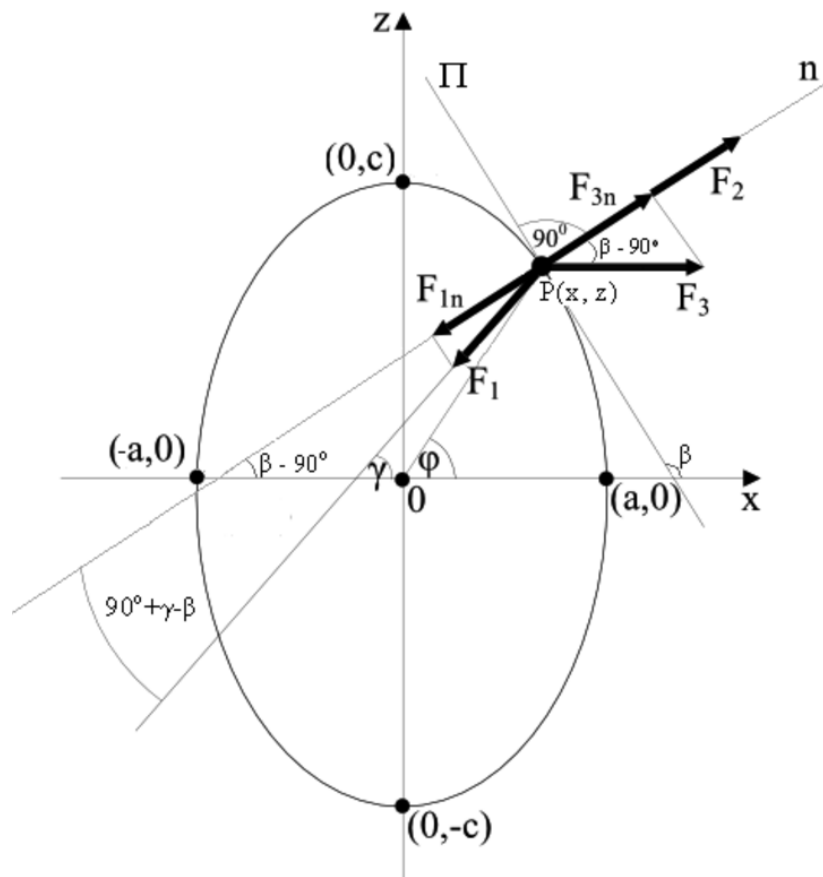
W celu uproszczenia rozważań zdefiniujmy wielkość określającą wydłużenie elipsoidy:

$$\varepsilon = \frac{c}{a}. \quad (23)$$

Kolejnym ważnym parametrem w naszych rozważaniach będzie mimośród wydłużonej elipsoidy, który możemy zapisać jako:

$$e = \sqrt{1 - \left(\frac{a}{c}\right)^2} = \frac{\sqrt{\varepsilon^2 - 1}}{\varepsilon} \quad (24)$$

W przypadku rozważanego kształtu jądra komety wartość potencjału grawitacyjnego wewnątrz lub na powierzchni jądra komety można wyznaczyć korzystając z następującej zależności [10], [22], [23]:



Rysunek 19: Na rysunku widoczny jest przekrój poprzeczny przez wydłużone jądro komety. Zaprezentowano również rozkład sił działających na ziarno kometarne, które znajduje się na powierzchni jądra w punkcie P o współrzędnych (x, z) . Szerokość kometocentryczna tego punktu jest równa φ . Płaszczyzna Π , na której znajduje się punktu P jest styczna do powierzchni komety. Poszczególne siły oznaczają odpowiednio: F_1 - siłę grawitacji pochodzącą od jądra komety, F_{1n} - składową siły grawitacji, która znajduje się na normalnej n do płaszczyzny Π , F_2 - siłę parcia sublimujących molekuł gazów kometarnych, F_3 - siłę odśrodkową wynikającą z faktu, że jądro komety wiruje wokół własnej osi, F_{3n} - składową siły parcia działającą w kierunku normalnej n . W ogólnym przypadku należy zaznaczyć, że siła grawitacji F_1 nie jest skierowana do punktu O , który jest środkiem symetrii elipsoidy.

$$V(x, y, z) = -\pi G \rho_N \cdot \{A_1 [2a^2 - (x^2 + y^2)] + A_3(c^2 - z^2)\}, \quad (25)$$

gdzie

$$A_1 = \frac{1}{e^2} - \frac{1 - e^2}{2e^3} \ln \left(\frac{1 + e}{1 - e} \right), \quad (26)$$

i

$$A_3 = 2 - A_1. \quad (27)$$

W równaniu (25) A_1 i A_3 oznaczają współczynniki, które w jawny sposób zależą od mimośrodów. Poszczególne składowe pola grawitacyjnego możemy obliczyć korzystając z następujących zależności:

$$|g_x| = \left| -\frac{dV}{dx} \right| = 2\pi G \rho_N A_1 x, \quad (28)$$

$$|g_y| = \left| -\frac{dV}{dy} \right| = 2\pi G \rho_N A_1 y, \quad (29)$$

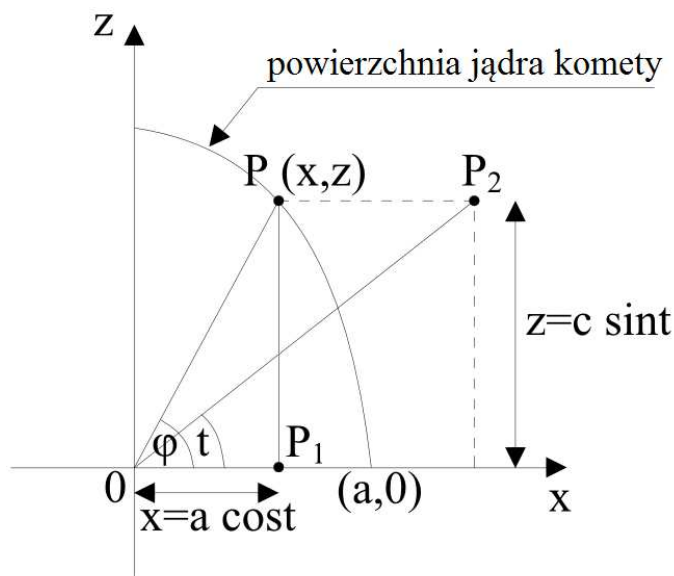
$$|g_z| = \left| -\frac{dV}{dz} \right| = 2\pi G \rho_N A_3 z. \quad (30)$$

Wówczas wartość całkowitego przyspieszenia grawitacyjnego pochodzącego od elipsoidy wynosi:

$$|g| = \sqrt{g_x^2 + g_y^2 + g_z^2}. \quad (31)$$

W celu uproszczenia rozważań w tym miejscu zostanie wykorzystany płaski układ współrzędnych XZ (zgodnie z rys. 19). Takie uproszczenie wynika z symetrii osiowej rozważanej elipsoidy. Wówczas równanie elipsoidy przyjmuje postać:

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{z^2}{c^2} = 1. \quad (32)$$



Rysunek 20: Sytuacja przedstawia zależność pomiędzy parametrami ϕ i t . Punkt $P(x, z)$ ma taki sam sens jak na rys. 19.

Dla powstałej elipsoidy równania parametryczne można zapisać w następującej postaci:

$$x = a \cos t, \quad (33)$$

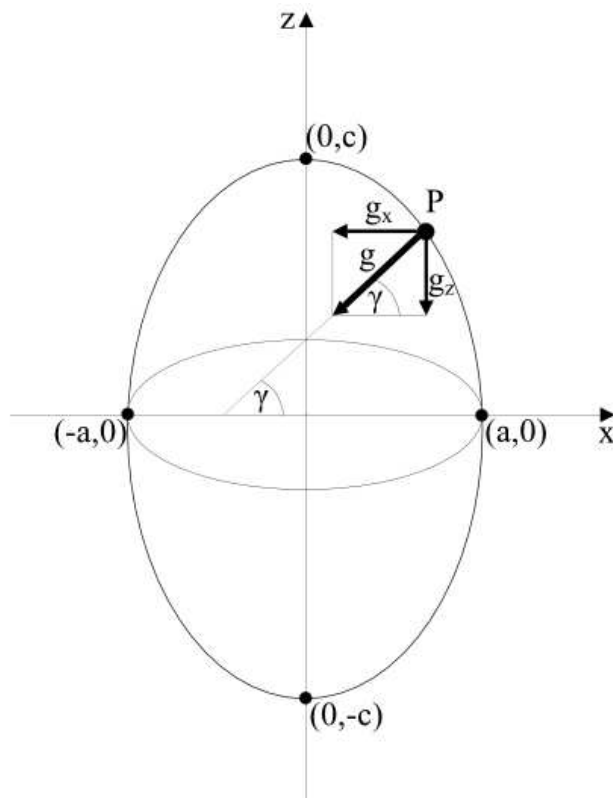
$$z = c \sin t. \quad (34)$$

W powyższych dwóch równaniach parametr t spełnia następującą zależność: $0^\circ \leq t < 360^\circ$. Ponieważ w przyjętym układzie współrzędnych składowa g_y pola grawitacyjnego nie występuje więc po uwzględnieniu równiań (23), (28), (30) oraz (33), (34) otrzymamy:

$$|g| = 2\pi G \rho_N a \sqrt{A_1^2 \cos^2 t + A_3^2 \varepsilon^2 \sin^2 t}. \quad (35)$$

Aby uściślić nasze rozważania należy zasygnalizować, że parametr t nie jest równy szerokości kometocentrycznej φ . Zależność tą ilustruje rysunek 20 oraz poniższe równanie:

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{z}{x} = \varepsilon \operatorname{tg} t. \quad (36)$$



Rysunek 21: Zależność kąta γ od składowych g_x i g_z pola grawitacyjnego wydłużonej elipsoidy.

Dla wydłużonego kształtu jądra komety założyliśmy, że na ziarno lodowo - pyłowe działają te same siły jak poprzednio.

Dla przyjętego układu współrzędnych XZ możemy zapisać:

$$r = x = a \cos t, \quad (37)$$

gdzie r oznacza odległość rozważanego ziarna znajdującego się na powierzchni jądra komety od osi obrotu OZ.

Aby ziarno kometarne mogło być uniesione z powierzchni jądra komety do jej atmosfery musi zachodzić następująca zależność:

$$F_1 \sin(\beta - \gamma) \leq F_2 + F_3 \sin \beta. \quad (38)$$

Równanie to przedstawia relację między składnikami poszczególnych sił, które działają na ziarno kometarne znajdujące się na powierzchni jądra

komety w punkcie P (rys. 19).

Występujący w równaniu (38) kąt β oznacza kąt pomiędzy płaszczyzną Π a płaszczyzną równika komety. Można go obliczyć w oparciu o równanie (32). Kąt ten spełnia mianowicie następującą zależność:

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{dz(x)}{dx}. \quad (39)$$

W oparciu o powyższe równania, po wykonaniu prostych, ale dość długich przekształceń algebraicznych, można pokazać, że maksymalny promień ziarna materii kometarnej $a_{\max}$ jaka może być uniesiona z powierzchni elipsoidy dana jest zależnością:

$$a_{\max} = \frac{3C_D v_g \dot{Z} M \mu}{16\pi G a \rho_{\text{gr}} \rho_N \left(\sqrt{R} \sin(\beta - \gamma) - S \right)}, \quad (40)$$

gdzie R i S są odpowiednio równe:

$$R = A_1^2 \cos^2 t + A_3^2 \varepsilon^2 \sin^2 t, \quad (41)$$

$$S = \frac{2\pi \cos t \sin \beta}{G \rho_N P^2}. \quad (42)$$

Postępując w analogiczny sposób jak w przypadku sublimacji z gejzera dla sferycznego kształtu jądra komety można pokazać, że maksymalny promień ziarna wyrzucanego z gejzera $a_{\max, \text{gey}}$ w omawianym przypadku przyjmuje postać:

$$a_{\max, \text{gey}} = \frac{3C_D v_g \frac{1-\alpha}{\alpha} h(\psi) \frac{K(T)}{L(T)} \frac{\Delta T}{\Delta x}}{16\pi G a \rho_{\text{gr}} \rho_N \left(\sqrt{R} \sin(\beta - \gamma) - S \right)}. \quad (43)$$

Wykorzystane w równaniu (43) wszystkie symbole mają taki sam sens jak poprzednio.

Analizując powyższe równania na maksymalny promień ziarna kometarnego (40) i (43) możemy zauważyć istotną rzecz. Jeśli założymy, że $e = 0$, to wtedy $\varepsilon \rightarrow 1$. Wówczas powyższe równania na $a_{\max}$ i $a_{\max, \text{gey}}$ będą przyjmowały prostszą formułę, taką jak w przypadku sferycznego modelu jądra komety [31].

3.3.1 Wyniki obliczeń w przypadku modelu wydłużonego jądra komety

W przypadku wydłużonego jądra komety pierwszym krokiem będzie wyznaczenie stosunku przyspieszenia grawitacyjnego na biegunie do przyspieszenia grawitacyjnego na równiku komety. Wartości tych przyspieszeń zostały wyznaczone w zależności od parametru ε . W poniższej tabeli zostały przedstawione wyniki obliczeń.

Tabela 7: Porównanie przyspieszenia grawitacyjnego na biegunie $g_{\text{grav}, \text{pol}}$ do równika $g_{\text{grav}, \text{eq}}$ w przypadku wydłużonej elipsoidy. W obliczeniach uwzględniono różne wartości parametru ε .

ε	$g_{\text{grav}, \text{pol}}/g_{\text{grav}, \text{eq}}$
4	0.652
3	0.732
2	0.840
1	1.00

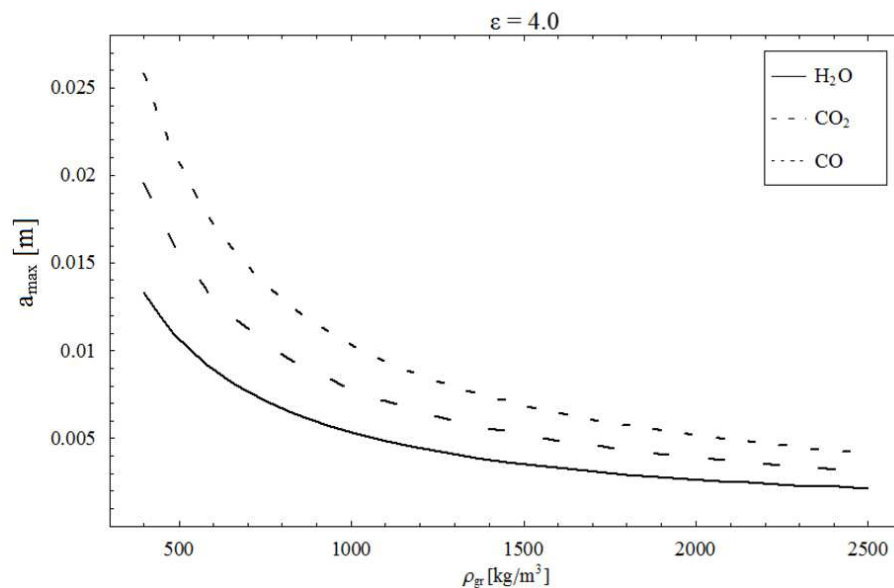
Poniżej zostaną przedstawione wyniki obliczeń promienia ziarna, który może zostać uniesiony z powierzchni jądra komety o kształcie wydłużonej elipsoidy. Podobnie jak w poprzednim modelu jądra komety w tabelach 8-10 w tych samych wierszach umieszczone są wyniki obliczeń numerycznych dla jąder kometarnych o różnych wydłużeniach, ale mających tę samą masę jak jądro kuliste o promieniu R_N . Rozważania będą dotyczyły spokojnej sublimacji oraz gejzerów kometarnych.

Tabela 8: Maksymalny promień ziarna kometarnego $a_{\max}$ (wyrażony w centymetrach), który może być uniesiony z równika jądra komety w zależności od parametru ε . Rozważania zostały przeprowadzone w przypadku spokojnej sublimacji. Założono, że jądro komety nie rotuje a sublimacja kontrolowana jest przez H_2O , CO_2 oraz CO . Przyjęto następujące oznaczenia: R_N - promień jądra, gęstość ziaren kometarnych $\rho_{\text{gr}} = 1000 \text{ kg/m}^3$, gęstość jądra jest stała i wynosi $\rho_N = 400 \text{ kg/m}^3$ [65]. Obliczenia zostały wykonane dla odległości heliocentrycznej równej $d=1 \text{ AU}$.

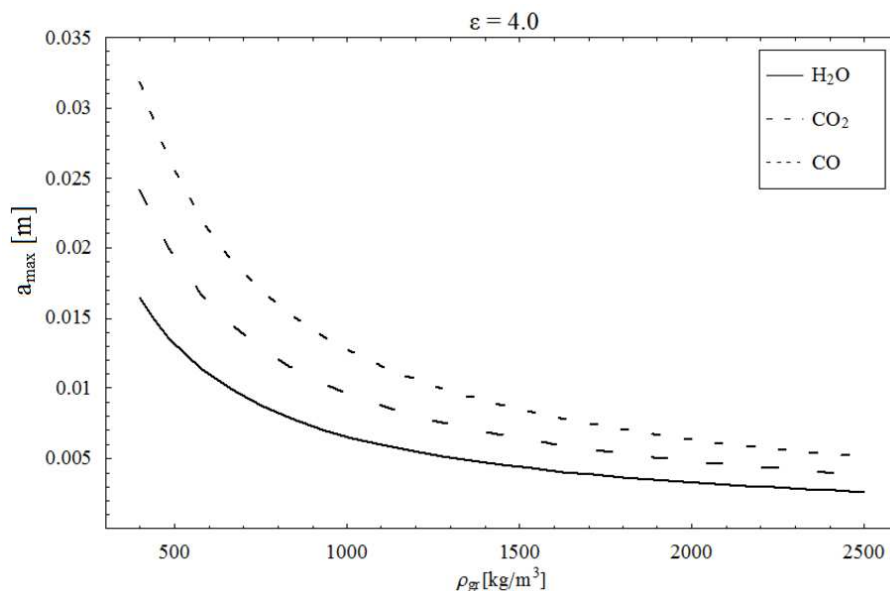
$R_N(\text{km})$	$a_{\text{max}}(\text{cm})$								
	H_2O			CO_2			CO		
	ε								
	4.0	2.0	1.0	4.0	2.0	1.0	4.0	2.0	1.0
1	0.506	0.450	0.440	0.722	0.641	0.630	0.933	0.832	0.820
5	0.101	0.090	0.089	0.144	0.128	0.125	0.186	0.166	0.164
10	0.050	0.045	0.044	0.072	0.064	0.063	0.093	0.083	0.082

Tabela 9: Sytuacja analogiczna jak w tabeli 8, ale jądro komety rotuje z okresem $P = 10 \text{ h}$.

$R_{\text{N}}(\text{km})$	$a_{\text{max}}(\text{cm})$								
	H_2O			CO_2			CO		
	ε								
	4.0	2.0	1.0	4.0	2.0	1.0	4.0	2.0	1.0
1	0.736	0.622	0.608	1.049	0.886	0.860	1.356	1.144	1.120
5	0.147	0.135	0.122	0.209	0.177	0.172	0.271	0.230	0.220
10	0.073	0.062	0.060	0.105	0.089	0.086	0.135	0.114	0.112



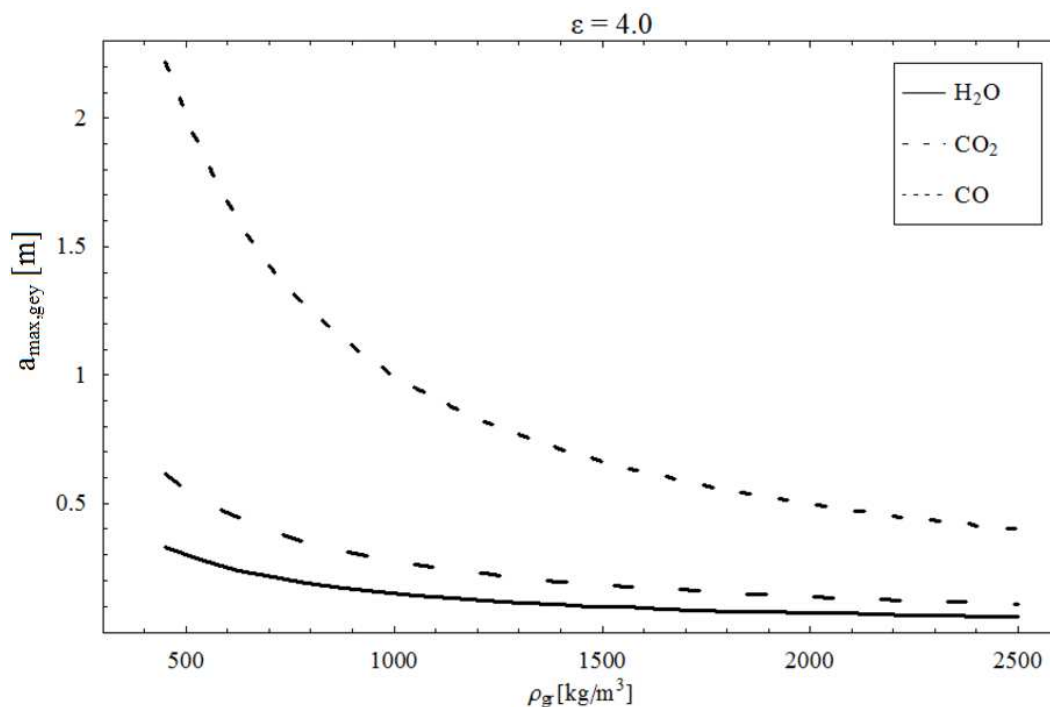
Rysunek 22: Maksymalny promień ziarna kometarnego $a_{\max}$ (wyrażonego w metrach) unoszonego z powierzchni jądra komety w funkcji gęstości ziarna oraz parametru $\varepsilon=4.0$. Przedstawiony wykres obrazuje wielkość unoszonych cząstek materii kometarnej z szerokości kometocentrycznej równej $\phi = 45^\circ$ w przypadku spokojnej sublimacji kontrolowanej przez: H₂O, CO₂ i CO. W obliczeniach założono, że jądro komety nie rotuje i promień jądra komety jest równy $R_N=1$ km oraz $d=1$ AU.



Rysunek 23: Sytuacja analogiczna jak na rysunku 22, ale kometę rotuje z okresem spinowym równym $P = 10$ h.

Tabela 10: Sytuacja analogiczna jak w tabeli 8, ale cząstki materii kometarnej są wyrzucane z gejzeru.

$R_{\text{N}}(\text{km})$	$a_{\text{max,gey}}(\text{cm})$								
	H_2O			CO_2			CO		
	ε								
	4.0	2.0	1.0	4.0	2.0	1.0	4.0	2.0	1.0
1	14.59	13.28	12.74	28.39	25.15	23.54	86.34	74.57	71.57
5	2.92	2.65	2.55	5.68	5.03	4.70	17.27	14.91	14.32
10	1.46	1.33	1.27	2.84	2.52	2.35	8.63	7.46	7.16



Rysunek 24: Sytuacja analogiczna jak na rysunku 22, ale cząstki materii kometarnej są wyrzucane z gejzeru.

3.4 Emisja materii kometarnej - wnioski

Biorąc pod uwagę równania na maksymalny promień ziarna kometarnej jakie może być uniesione z powierzchni jądra komety - zarówno w przypadku spokojnej sublimacji jak i gejzerów możemy stwierdzić, że tempo sublimacji $\dot{Z}$ ma zasadniczy wpływ na wielkość unoszonych ziaren. Niektórzy autorzy zamiast używać tempa sublimacji $\dot{Z}$ posługują się całkowitą szybkością produkcji gazu Q . Na podstawie uzyskanych wyników bardziej obiektywne wydaje się używanie tempa sublimacji $\dot{Z}$ w równaniach na $a_{\max}$, ponieważ emisja rozważana jest w mikroskali. Wielkość $\dot{Z}$ opisuje intensywność strumienia sublimacji poszczególnych lodów kometarnych, którą wyrażamy w jednostkach (ilość molekuł/ $\text{m}^2 \cdot \text{s}$). Wartość Q informuje nas o całkowitym strumieniu sublimacji zachodzącej z całego jądra komety. Dla dużych jąder kometarnych strumień ten może być duży, ale jego intensywność liczona na jednostkę powierzchni może być mała. Dlatego dla określenia maksymalnych wymiarów ziaren kometarnych emitowanych z jądra kometarnej bardziej stosowne jest wykorzystanie znajomości parametru tempa sublimacji $\dot{Z}$ [31].

Na podstawie otrzymanych wyników można stwierdzić, że dla ściśle określonej gęstości ziarna kometarnej ρ_{gr} wartość promienia cząstek unoszonych jest rzędu od 10^{-3} do 10^{-4} metra. Otrzymane wyniki obliczeń są zgodne z tymi, które są prezentowane w literaturze [77]. Oczywiście należy wziąć pod uwagę fakt, że Tenishev w swojej pracy obliczył wielkości unoszonych cząstek dla większych odległości heliocentrycznych i większej gęstości ziaren kometarnych.

Analizując otrzymane wyniki możemy uzyskać kilka ważnych wniosków. Po pierwsze, gejzery (dżety) są w stanie unosić znacznie większe fragmenty materii kometarnej w porównaniu do spokojnej sublimacji. Po drugie, jesteśmy w stanie stwierdzić, że największą cząstkę materii jest w stanie unieść tlenek węgla a najmniejszą sublimująca woda. Po

trzecie należy zaznaczyć, że rotacja jądra komety zwiększa rozmiary ziaren kometarnych unoszonych z powierzchni jądra komety w zakresie od 10 - 20% dla spokojnej sublimacji. Natomiast w przypadku gejzerów kometarnych rotacja jądra komety nie ma większego wpływu na wielkość unoszonych ziaren.

Z przeprowadzonych symulacji numerycznych wynika, że szerokość kometocentryczna ma istotny wpływ na wielkość emitowanych ziaren kometarnych. W przypadku modelu spłaszczonego jądra komety maksymalne cząstki materii emitowane są z równika, a minimalne z biegunów [31]. Spowodowane jest to tym, że:

- siła grawitacji jest większa na biegunie niż na równiku,
- tempo sublimacji materii z równika jest większe niż w przypadku biegunów - wynika to z faktu, że kąt padania promieni słonecznych na biegunie jest większy niż na równiku kometarnym,
- w rejonach biegunowych wartość siły odśrodkowej działającej na ziarna kometarne dąży do zera.

W przypadku modelu wydłużonego jądra komety maksymalne rozmiary ziaren kometarnych są także emitowane z równika kometarnego. W tym przypadku należy zwrócić uwagę na to, że:

- siła grawitacji na biegunie kometarnym jest mniejsza niż na równiku,
- jednak tempo sublimacji molekuł gazu kometarnego jest około trzy rzędy większe na równiku niż na biegunie.

Przedstawiane do tej pory w literaturze rozważania analityczne odnoszą się bezpośrednio do emisji materii, które są prowadzone zazwyczaj przy założeniu, że jądro komety przyjmuje kształt sferyczny. Z reguły jądra kometarne mają bardziej skomplikowany kształt. W tej dysertacji w rozdziale (3.2) i (3.3) rozważane było jądro komety o kształcie

spłaszczonej i wydłużonej elipsoidy. W ten sposób rozważone zostały kształty jąder kometarnych, które są zbliżone do rzeczywistości. Jednak w skrajnych przypadkach ich kształty w znaczym stopniu są bardziej skomplikowane - tak jak w przypadku komety 67P/Czuriumow - Gierasimienko. Dlatego kształt jądra tej komety czasami w literaturze określany jest mianem „gumowej kaczki” (ang. rubber-duck). Wtedy należy zastosować bardziej zaawansowane metody numeryczne do wyznaczenia maksymalnego wymiaru ziaren lodowo - pyłowych, które mogą być emitowane z poszczególnych elementów powierzchni jądra komety. Takie podejście było zastosowane między innymi przez Fougere w 2014 [26] w odniesieniu do komety 67P/Czuriumow - Gierasimienko.

4 Wybuchy kometarne - istota zjawiska

Wychyby blasku komet, czyli nagłe nieoczekiwane wzrosty jasności tych ciał niebieskich są jednym z ciekawszych przejawów ich aktywności. Zjawisko to zainteresowało już astronomów w dwudziestych latach ubiegłego stulecia. Wtedy to w 1927 roku dwóch niemieckich astronomów Friedrich Karl Arnold Schwassmann i Arthur Arno Wachmann odkryli kometę, najprawdopodobniej w czasie jednego z jej licznych wybuchów. Odkryta kometa została później nazwana kometą Schwassmanna - Wachmanna (SW 1).

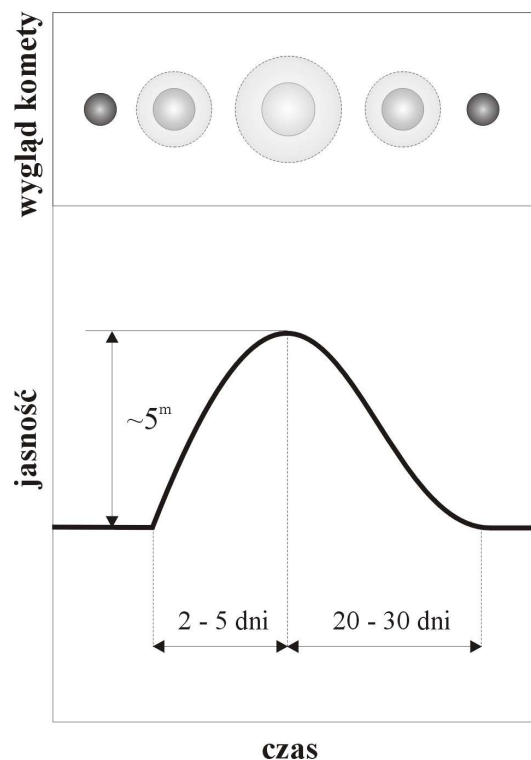
Obecnie pod pojęciem wybuchu blasku należy rozumieć nagły nieoczekiwany wzrost jej jasności o więcej niż jedną wielkość gwiazdową.

Najbardziej znaną przedstawicielką komet, która dosyć regularnie przejawia aktywność wybuchową jest wspomniana kometa 29P/Schwassmann - Wachmann. Obiega ona Słońce po orbicie prawie kołowej (jej mimośród $e \approx 0.0441$), która znajduje się pomiędzy orbitami Jowisza i Saturna. Jej odległość od Słońca zmienia się od 5.72 AU do 6.25 AU, natomiast okres orbitalny wynosi około 14.65 lat.

Uśrednione, ogólne charakterystyki wybuchów blasku komety SW1 możemy wyrazić następująco:

- W czasie wybuchu gwałtownie wzrasta blask komety, najczęściej o około 2^m do 5^m , lecz zdarzają się także wybuchy o wartościach 1^m - 9^m .
- Jasność komety wzrasta w czasie około 2.5 dnia, a następnie powraca do fazy sprzed wybuchu w czasie 20 - 30 dni (rys. 25).
- Prędkość ekspansji halo kometarnego w czasie wybuchu jest rzędu 100 - 400 m/s.

- Utrata masy kometarnej w czasie typowego wybuchu jest rzędu $10^8 - 10^9$ kg.



Rysunek 25: Zmiana jasności oraz wygląd komety podczas jej wybuchu [29].

Wybuchy innych komet zasadniczo mają podobną charakterystykę, którą należy uzupełnić następująco:

- Kształt głowy komety w czasie wybuchu może być kulisty, owalny lub nieregularny.
- Wybuchy mają miejsce często po przejściu komet przez peryhelium, co może wskazywać, że mechanizm odpowiedzialny za wybuchy jest związany z aktywnością sublimacyjną komety.
- Wybuchy blasku obserwuje się zarówno dla komet: krótkookresowych, długookresowych, jak i jednopojawieniowych [32].
- Energia uwolniona podczas typowego wybuchu - to energia kinetyczna rozszerzającego się halo kometarnej, która jest rzędu $10^{12} - 10^{16}$ J.

Statystyczna analiza zmiany jasności komet prowadzi do wniosku, że w odległościach większych niż 5 AU komety nie przejawiają aktywności wybuchowej. Jednak w literaturze naukowej znane są pewne wyjątki. Oprócz wspomnianej już komety SW 1 również kometa 1P/Halley uległa gwałtownemu pojaśnieniu w 1991 roku znajdując się w odległości 14.3AU [37], [80].

Tak jak było już wspomniane wcześniej, wybuchy komet są jednym z najbardziej spektakularnych zjawisk, jakie możemy obserwować na sferze niebieskiej. Dlatego wielu astronomów (np. Cabot [8], Enzian [16], Gronkowski [29], Groussin [34], Grudzińska [35], Hughes [39], Ivanova [44], [45], Kowal [49], Richter [67], Trigo-Rodriguez [78], [79] oraz Whipple [81], [82]) próbuje po dzień dzisiejszy odpowiedzieć na pytanie: jaki proces fizyko-chemiczny może być odpowiedzialny za wybuchy kometarne?

4.1 Przegląd wybranych hipotez dotyczących zmiany jasności komet

W celu wyjaśnienia zjawiska wybuchu blasku komet zaproponowano szereg mechanizmów, z których najczęściej dyskutowanymi w literaturze są:

- mechanizm ciśnieniowy,
- mechanizm zderzeniowy,
- oddziaływanie wiatru słonecznego na jądro komety,
- transformacja amorficznego lodu wodnego w lód krystaliczny,
- termodynamiczna destrukcja materii kometarnej.

Poniżej zostaną przedstawione najważniejsze informacje o powyższych mechanizmach.

4.1.1 Mechanizm ciśnieniowy

Mechanizm ciśnieniowy opiera się na hipotezie zaproponowanej przez Whitneya w 1955 roku [83]. Ta hipoteza odnosi się bezpośrednio do zmiany jasności komety SW1. W peryhelium kometa ta winna mieć temperaturę około 130 K. W takiej temperaturze zaczyna sublimować CH_4 . Może to prowadzić do zwiększenia ciśnienia w porowatej strukturze jądra i odrzuceniu warstwy zewnętrznej. Na różnych głębokościach lód wodny ma inne domieszki, które w odpowiedniej temperaturze mogą przyczynić się do zwiększenia ciśnienia w jądrze kometarnym. Jeżeli ciśnienie uwieczonych gazów kometarnych przekroczy wartość wytrzymałości materiału kometarnego na pękanie, wówczas następuje destrukcja danej warstwy. Wówczas zostaje ona odrzucona, a z głębszych warstw jądra zaczyna sublimować znacznie szybciej mniej lotny materiał kometarny. W wyniku tego procesu w halo komety znajduje się znacznie więcej materiału, który jest w stanie bardziej efektywnie rozproszyć światło słoneczne. W ostateczności możemy zaobserwować wzrost jasności komety.

Zaproponowany przez Whitneya mechanizm wydaje się być realistyczny, gdyż w oparciu o niego można wytłumaczyć niektóre wybuchy komety SW1. Jednakże nie można go uznać za przyczynę wybuchów jasności wszystkich komet. Spowodowane jest to tym, że mechanizm ten jest zależny od temperatury jądra komety, a tym samym od jej odległości heliocentrycznej. Innymi słowy wybuchy jasności powinny być obserwowane tylko w specyficznych odległościach od Słońca, które odpowiadają rozpoczęciu intensywnej sublimacji lodów kometarnych. Jeżeli zaproponowana przez Whitneya hipoteza byłaby prawdopodobna to wybuchy

kometarne oraz ich częstotliwość byłyby prostą funkcją odległości komety od Słońca. Jednak wybuchy blasku komet nie wykazują klarownej korelacji z odległością heliocentryczną. Dlatego ten mechanizm wydaje się być mało prawdopodobny.

4.1.2 Mechanizm zderzeniowy

Drugi z kolei mechanizm oparty jest na założeniu, że komety mogą zderzać się z małymi ciałami pierwotnie orbitującymi w Układzie Słonecznym. Mechanizm ten został zaproponowany w 1972 roku przez Sekaninę [71]. Podejście to sugeruje, że kometa poruszając się w Układzie Planetarnym może zwiększyć swój blask pod wpływem przypadkowej kolizji z małymi bryłami skalnymi np. asteroidami. Przeprowadzone obliczenia (szeroko dyskutowane w literaturze), pokazują że kolizja ciała o masie 10^5 kg z kometaً rzeczywiście może wydzielić porównywalną ilość energii, którą można zaobserwować podczas typowego wybuchu. Taka kosmiczna kolizja może prowadzić do utworzenia na powierzchni jądra krateru zderzeniowego i odsłonięcia warstw podpowierzchniowych bogatszych w substancje lotne. W wyniku tej kolizji, materiał kometarny pochodzący z warstwy powierzchniowej zostaje odrzucony do otoczki. Jednym z mankamentów tej hipotezy jest to, że materia kometarna byłaby uwalniana tylko z miejsca potencjalnego zderzenia. Wówczas nie możliwe byłoby zaobserwowanie symetrycznej otoczki gazowo - pyłowej. Z drugiej strony warto podkreślić, że symetryczna otoczka nie jest uniwersalną cechą morfologiczną wszystkich komet. W literaturze znany jest przypadek, dla którego udało się zaobserwować ukierunkowany wyrzut materii z powierzchni jądra komety 41P/Tuttle-Giacobini-Kresák w czasie wybuchu w 1973 roku. W oparciu o przedstawiony mechanizm trudno byłoby jednak wytłumaczyć wybuchy komet w bliskich i dalekich odległościach heliocentrycznych. Przeprowadzone obliczenia pokazują, że prawdopodobieństwo kolizji komety 1P/Halley z innym ciałem ko-

smicznym w dalekich odległościach ($d = 14.3 \text{ AU}$) wynosi $p = 1.9 \cdot 10^{-18}$. W związku z tak małym prawdopodobieństwem mechanizm zderzeniowy w dużych odległościach wydaje się być mało realistyczny. Natomiast kolizje komet z drobnymi ciałami orbitującymi w pasie asteroidów są prawdopodobne i mechanizm ten może być jedynie przyczyną wariacji blasku komety.

4.1.3 Wiatr słoneczny

Kolejny mechanizm związany jest z aktywnością słoneczną a konkretnie z oddziaływaniem strumienia wiatru słonecznego na jądro komety. Taki właśnie mechanizm był jednym z kilku, które były dyskutowane w celu wyjaśnienia wybuchu komety 1P/Halley w 1991 roku. W tym czasie kometa ta znajdowała się w odległości heliocentrycznej równej ($d = 14.3 \text{ AU}$). Oczekiwana jasność gwiazdowa winna wynosić około $25.^m3$, zamiast tego został zaobserwowany dysk planetarny, który miał jasność równą 19^m . Hipotezę oddziaływania wiatru słonecznego na jądro komety zaproponowali Intrilligator i Dreyer w 1991 roku [41]. Za słuszością tego mechanizmu może przemawiać fakt, że w okresie grudnia 1990 i stycznia 1991 roku obserwowana była wzmożona aktywność słoneczna. Przejawiała się ona w postaci silnych strumieni wiatru słonecznego. Intrilligator i Dreyer w swojej pracy wykazali, że istnieje duże prawdopodobieństwo, że 12.02.1991 roku jądro komety 1P/Halley było poddane oddziaływaniu strumieni wiatru słonecznego. Według tej hipotezy fala uderzeniowa była w stanie rozkruszyć zewnętrzne warstwy jądra komety, a to spowodowało odsłonięcie głębszych warstw jądra. Uwolniona w ten sposób bardziej lotna materia kometarna byłaby w stanie lepiej rozpraszać padające światło słoneczne. Poważnym problemem tej hipotezy jest fakt, że do końca nie wiadomo czy stosunkowo mała gęstość energii w strumieniu wiatru słonecznego byłaby w stanie rozkruszyć zewnętrzną warstwę jądra komety. Jeżeli mechanizm ten byłby słuszny,

to należałoby również postawić następujące pytanie: dlaczego wcześniej, kiedy kometa ta znajdowała się znacznie bliżej Słońca (mimo wzmorzonej jego aktywności), nie zaobserwowano wybuchów jej jasności?

4.1.4 Mechanizm transformacji lodów kometarnych

Następnym mechanizmem szeroko dyskutowanym w ciągu ostatnich lat jest zjawisko transformacji amorficznego lodu wodnego w lód krystaliczny [16], [61], [64], [74]. Model ten oparty jest na założeniu, że dominującym składnikiem budowy jądra komety jest lód wodny. Uwzględnia on również procesy fizyko - chemiczne jakie mogą zachodzić w strukturze jądra komety. Do tych procesów możemy zaliczyć: sublimację lodów kometarnych, a z tym związane jest uwalnianie związków chemicznych bardziej lotnych, które są uwięzione w materii kometarnej oraz unoszenie przez molekuły sublimujących gazów kometarnych ziaren lodowo-pyłowych. Panuje pogląd, że pierwotny wodny lód kometarny jest najprawdopodobniej amorficzny, ponieważ komety powstały w procesie akrecji w rejonach gazowych olbrzymów (Saturna i Neptuna). W takich odległościach heliocentrycznych warunki fizyczne tam panujące (temperatura około 85 K [72], ciśnienie rzędu 1 Pa) mogły spowodować, że lód wodny kondensował do postaci amorficznej. W tych warunkach fizyko - chemicznych preferowaną termodynamiczną formą istnienia lodu kometarnego jest jego postać amorficzna. Podczas tej transformacji lód wodny byłby w stanie uwięzić w swojej strukturze cząsteczki CO_2 i CO . Takie założenie zostało potwierdzone w badaniach laboratoryjnych [2], [3]. Tempo przemiany lodu wodnego z postaci amorficznej do krystalicznej w istotny sposób zależy od temperatury. Proces przemiany rozpoczyna się w temperaturze 120 K, a wartość krytyczną osiąga w temperaturze 137 K [72]. W temperaturach niższych niż 120 K tempo tego procesu jest niemalże zaniedbywalne. Natomiast w temperaturze powyżej 137 K tempo tego procesu jest praktycznie natychmiastowe

[61]. Reakcja przemiany fazowej jest wysoce egzotermiczna. Powstałe w wyniku tej reakcji ciepło przemiany fazowej powoduje wzrost temperatury pewnych obszarów jądra komety, ich sublimację oraz uwolnienie uwieczonych domieszek substancji bardziej lotnych. Obszary aktywne sublimacyjnie są rozkruszane przez zwiększone ciśnienie parujących gazów CO_2 i CO , ponieważ gęstość lodu krystalicznego jest mniejsza niż amorficznego [60]. W wyniku tych procesów do atmosfery komety są wyrzucane duże ilości gazu i pyłu kometarnego (cząstek lodowo - pyłowych). Proces ten prowadzi również do odsłonięcia głębszych warstw jądra komety i zwiększenia tempa sublimacji. W konsekwencji możemy zaobserwować skok jasności komety - wybuch blasku.

Model wybuchu blasku komety oparty na idei przemiany lodu amorficznego w lód krystaliczny ma jednak kilka słabych punktów. Nie wiadomo czy amorficzny lód wodny przetrwał w jądrach kometarnych do czasów dzisiejszych [29], [32]. Drugi problem związany jest z tym, że mechanizm ten w istotny sposób zależy od temperatury komety. Nie ma konkretnego dowodu potwierdzającego lub zaprzeczającego istnienia formy krystalicznej w jądrach komety, które wykazują aktywność wybuchową. Przedstawiony mechanizm wydaje się być prawdopodobnym, ale pod warunkiem, że kometa znajduje się w odległości mniejszej niż 6 AU. Należy zaznaczyć, że mechanizm transformacji wydaje się być wielce prawdopodobnym w przypadku czystego lodu wodnego. Jednak w rzeczywistej komecie lód wodny zawiera w swojej strukturze inkluzje różnych substancji, które mogą być mniej lub bardziej lotne w danych warunkach fizycznych. Dlatego bilans energetyczny może się dramatycznie zmienić, a energia, która zostanie wydzielona podczas transformacji może być znacznie mniejsza [52], [70]. Warto zauważyć że w ciągu ostatnich lat zostały opublikowane ważne prace, które bazują na idei amorficznego lodu wodnego w aspekcie wybuchu komet [50], [51], [55], [56], [68]. Prace te niewątpliwie poszerzyły naszą wiedzę na temat procesów

fizyko - chemicznych, które mogą zachodzić w jądrach kometarnych. Jeśli lód amorficzny dotrwał do naszych czasów w pierwotnej swojej strukturze to jest on odpowiedzialny za wybuchy kometarne. W przeciwnym wypadku należy w dalszym ciągu poszukiwać nowych mechanizmów wybuchu blasku komet.

4.1.5 Mechanizm termodynamicznej destrukcji

Mechanizm termodynamicznej destrukcji materii kometarnej, również może zostać zastosowany do badania wybuchu komet. Sublimujące gazy kometarne mogą prowadzić do powstawania naprężeń termicznych wewnątrz komety. Jeżeli naprężenie to osiągnie wartość wytrzymałości materiału kometarnego na pękanie, wówczas może dochodzić do sytuacji kiedy to na powierzchni jądra powstają szczeliny, pęknięcia oraz kanały kometarne. Wówczas może nastąpić odrzucenie rozkruszonej warstwy powierzchniowej w postaci chmury gazów oraz licznych ziaren lodowo - pyłowych. Poprzez powstałe pęknięcia znacząco wzrasta tempo sublimacji gazów kometarnych z głębszych obszarów jądra komety. Materia kometarna, która wydostała się z jądra przyczynia się do gwałtownego wzrostu całkowitej powierzchni rozpraszającej światło słoneczne. Rezultatem tego procesu jest znaczne pojaśnienie komety.

Mechanizm destrukcji materii kometarnej może być stosowany do obliczania zmiany jasności szczególnie dla komet okresowych. Może się on powtarzać za każdym razem, kiedy kometa znajduje się w pobliżu Słońca. Przedstawiony mechanizm zjawiska destrukcji może dotyczyć zarówno ziaren materii kometarnej, które przebywają już w głowie komety, jak również tych ziaren, które spoczywają na powierzchni jądra. Ziarna kometarne to małe fragmenty jądra, które mają taką samą budowę. Oznacza to, że oprócz lodu wodnego mogą zawierać inkluzję związków chemicznych np. CO_2 i CO bardziej lotnych niż woda. Jeżeli temperatura ziarna kometarnego będzie wystarczająco wysoka, to

ciśnienie wmrożonych inkluzji może prowadzić do destrukcji ziarna kometarnego, zarówno w głowie jak i na powierzchni komety. Przeprowadzone obliczenia dyskutowane w literaturze pokazują, że rozpad ziaren kometarnych znajdujących się w głowie komety może prowadzić jedynie do umiarkowanych zmian jasności [27]. Natomiast dla ziaren, które są zbyt duże i przebywają na powierzchni taka destrukcja może powodować znaczny skok jasności.

Z przedstawionych pięciu najczęściej dyskutowanych modeli odnoszących się do zmiany jasności komety możemy stwierdzić, że żaden z nich w pełni nie wyjaśnia wszystkich cech morfologicznych wybuchu komet.

W świetle opublikowanych w ostatnim dziesięcioleciu prac wydaje się wielce prawdopodobne, że za wybuchy komet mogą być odpowiedzialne różne mechanizmy lub nawet w sprzyjających warunkach jednoczesna kombinacja kilku z nich.

Poniżej w tabeli 11 zostaną zaprezentowane powyższe mechanizmy wraz z podstawowymi parametrami dotyczącymi wybuchu. Przyjęto następujące oznaczenia: p - prawdopodobieństwo hipotezy, ΔE_{rel} - energia uwalniana podczas wybuchu, Δm - zmiana jasności, Δt - oznacza średni czas pomiędzy wybuchami, 1 - dany parametr został potwierdzony, 0 - parametr niepotwierdzony, ? - do końca nie wyjaśniono.

Rodzaj hipotezy	p	ΔE_{rel}	Δm	Δt
mechanizm ciśnieniowy	?	1	1	?
mechanizm zderzeniowy	0	1	1	0
oddziaływanie wiatru słonecznego	?	?	0	0
transformacja amorficznego lodu wodnego w krystaliczny	?	1	1	?
termodynamiczna destrukcja materii kometarnej	1	1	1	?

Tabela 11: Zestawienie porównawcze pięciu wybranych hipotez. Tabela ta jest rezultatem analizy prac przedstawionych w literaturze [9], [44], [55], [61], [83].

4.2 Nowy model zmiany jasności jądra komety

Zaproponowany przez Gronkowskiego i Wesołowskiego w 2015 roku [32] nowy model wybuchu blasku komet opiera się na sugestii Ipatova i A'Hearna, że jądro kometarne zawiera pod swoją powierzchnią liczne jamy [42]. Hipoteza ta wynika z analizy dynamiki pyłów wyrzucanych z wnętrza komety 9P/Tempel 1 po jej zderzeniu z impaktorem sondy *Deep Impact* [42], [43]. Zaproponowany model został zastosowany do symulowania wybuchów hipotetycznej komety pochodzącej z rodziny Jowisza - dalej zwaną JFC (ang. Jupiter Family Comets). Klasyczna definicja tej rodziny komet oparta jest na kryterium Tisseranda. Parametr Tisseranda T_J dla komet JFC zdefiniowany jest w następujący sposób:

$$T_J = \frac{a_J}{a_k} + 2\cos(i)\sqrt{(1-e^2)\frac{a_k}{a_J}}, \quad (44)$$

gdzie a_J , a_k , i i e oznaczają: półś orbitę Jowisza, półś orbitę komety, inklinację (kąt nachylenia płaszczyzny orbity komety do płaszczyzny ekliptyki) i mimośród orbity eliptycznej. Parametr Tisseranda T_J może przyjmować wartość z następującego przedziału: $2 \leq T_J \leq 3$ [15], [53]. Warto zauważyć, że w 2014 roku Belton zaproponował nieco inne podejście do tej definicji, które opiera się na analizie badań statystycznych. Według Beltona warunek ten możemy zapisać jako: $2.4 \leq T_J \leq 3.1$, $0^\circ \leq i \leq 31^\circ$ [5], [6].

Zgodnie z przyjętym modelem, jądra kometarne charakteryzują się nieregularną strukturą zarówno powierzchni jak i swojego wnętrza. Ta nieregularność przejawia się w występowaniu zagłębień, szczelin, kraterów i jam. Wydaje się wielce prawdopodobne, że na niewielkiej głębokości kilku, kilkudziesięciu metrów pod powierzchnią jądra mogą znajdować się liczne jamy, które są wypełnione gazem i pyłem. Założenie to wydaje się być prawdopodobne z trzech podstawowych powodów.

Po pierwsze dziury i jamy w materii kometarnej mogą być reliktem po czasach gdy powstawał Układ Słoneczny, a wraz z nim komety. Powstały one w wyniku wzajemnego zlepiania się brył pierwotnej materii o różnej wielkości. Po drugie, jądro komety w swojej strukturze zawiera różne rodzaje lodów kometarnych, które różnią się tempem sublimacji. Po trzecie jądra kometarne w początkowych fazach swego istnienia były uczestnikami wzajemnych kolizji zachodzących pomiędzy licznymi małymi ciałami ówczesnie krążącymi wokół Słońca. Przedstawione powyżej trzy fakty sprzyjają tworzeniu jam w porowatej strukturze jądra.

Rozkład wielkości jam i kraterów powinien odzwierciedlać to w jaki sposób komety powstały. Podstawowym parametrem, który odgrywa kluczową rolę w tym modelu jest temperatura powierzchni jądra, jak również temperatura pod powierzchnią jądra - w jamie kometarnej. Znajomość temperatury w tych warstwach jądra komety pozwala określić tempo sublimacji poszczególnych lodów kometarnych ze ścian jamy. W celu określenia temperatury panującej na konkretnej głębokości musimy wziąć pod uwagę temperaturę w głębszych warstwach oraz temperaturę na powierzchni jądra komety. Materiał kometarny znajdujący się na większej głębokości jest najprawdopodobniej pierwotny i pochodzi z okresu formowania się Układu Słonecznego. Dlatego zakładamy, że temperatura tego materiału jest rzędu 30-60 K [51], [62].

Musimy pamiętać, że w ogólności materiał lodowy nie sublimuje tylko z powierzchni jądra komety, ale również z jego wnętrza. Dlatego proces sublimacji lodów kometarnych w różnych odległościach od Słońca faworyzuje powstawanie dziur i jam w strukturze komety.

Kometa krążąc w Układzie Słonecznym wykonuje dwa ruchy. Obiega ona Słońce wzdłuż swojej orbity eliptycznej, jednocześnie obracając się wokół własnej osi. Wynikiem ruchu orbitalnego i spinowego są fale cieplne, które przenikają do wnętrza jądra komety z okresem odpowiednio równym P_O (dla ruchu orbitalnego) i P_S (dla ruchu spinowego). Głę-

bokość przenikania tych dwóch fal ciepła opisywana jest przez głębokość termiczną (ang. skin depth), na której amplituda fali cieplnej jest pomniejszona o czynnik $1/e$, gdzie e oznacza liczbę Eulera ($e = 2.71$) [32]. Głębokość termiczną wyraża następująca formuła:

$$S = \sqrt{\frac{KP}{\pi\rho_N C}}. \quad (45)$$

W powyższym równaniu poszczególne symbole oznaczają: K - średnią przewodność termiczną, P - okres ($P = P_O$ i $P = P_S$), ρ_N - gęstość jądra oraz C - średnie ciepło właściwe rdzenia komety. Analizując równanie (45) warto zauważyć, że okres orbitalny komety jest bez porównania większy od jej okresu spinowego, więc głębokość termiczna odpowiadająca ruchowi orbitalnemu jest o wiele większa niż głębokość termiczna ruchu spinowego ($S_O \gg S_S$). Średnia przewodność termiczna K , która występuje w równaniu (45) zależy od porowatości materiału kometarnego ψ oraz procentowego udziału poszczególnych stałych składników, które wchodzi w skład budowy jądra komety. Parametr przewodności termicznej jest także zależny od czynnika Hertza $h(\psi)$. Dlatego średnią przewodność termiczną materii kometarnej możemy wyrazić następującym równaniem [32]:

$$K = (1 - \psi)^{\frac{2}{3}} h(p_{H_2O} K_{H_2O} + p_{CO} K_{CO} + p_d K_d). \quad (46)$$

W tym równaniu wykorzystane symbole oznaczają: K_{H_2O} , K_{CO} , K_d cieplna przewodność lodów kometarnych odpowiednio dla wody, tlenku węgla oraz pyłu kometarnego. Natomiast p_{H_2O} , p_{CO} , p_d oznaczają procentową ilość masy dla: lodu wodnego, tlenku węgla i pyłu. Z kolei średnie ciepło właściwe C dla jądra komety dane jest następującym równaniem:

$$C = p_{H_2O} C_{H_2O} + p_{CO} C_d + p_d C_d. \quad (47)$$

W powyższym równaniu poszczególne symbole oznaczają: $C_{\text{H}_2\text{O}}$, C_{CO} , C_d ciepło właściwe dla lodu wodnego, tlenku węgla i pyłu.

Wykorzystując powyższe równania można wyznaczyć wartość głębokości termicznej zgodnie z równaniem (45) dla rozważanej komety. Parametr ten posłuży do oszacowania średniej temperatury pod powierzchnią jądra w oparciu o równanie podane przez Jewitta [46]:

$$T(x) = T_{\text{int}} + T_0 \exp\left(-\frac{x}{S_0}\right) \quad (48)$$

W równaniu (48) poszczególne symbole przyjmują następującą notację: $T(x)$ - poszukiwana temperatura na danej głębokości, T_{int} - temperatura w pierwotnej warstwie, T_0 - różnica temperatury między powierzchnią jądra, a pierwotną warstwą materii kometarnej ($T_0 = T - T_{\text{int}}$), x - głębokość jamy. Symbol S_0 oznacza wartość orbitalnej głębokości termicznej, która spełnia zależność: $x \gg S_0$. Analizując równanie (48) należy zaznaczyć, że poszukiwana temperatura $T(x)$ zależy od temperatury na powierzchni jądra komety T .

W celu poprawnego opisanie zjawiska sublimacji poszczególnych lodów kometarnych w jamie należy wziąć pod uwagę trzy następujące procesy: parowanie, kondensację i przepływ molekuł materii kometarnej przez porowate ściany jamy. Tempo powyższych procesów można opisać przez następujący układ równań [32]:

$$n_{\text{ev},i} = \frac{f_i p_{s,i}}{\sqrt{2\pi m_i k_B T}}, \quad (49)$$

$$n_{\text{ab},i} = \frac{\alpha_i p_i}{\sqrt{2\pi m_i k_B T}}, \quad (50)$$

$$n_{\text{sub}} = \sum_i (n_{\text{ev},i} - n_{\text{ab},i}), \quad (51)$$

$$J_i = -\frac{16}{3} \sqrt{\frac{\mu_i}{2\pi R_g}} \Phi(\psi, d_0) \frac{d}{dx} \left(\frac{p_i}{\sqrt{T}} \right), \quad (52)$$

$$n_{\text{esc}} = \sum_i \frac{|J_i|}{m_i}. \quad (53)$$

Równanie (49) opisuje prędkość parowania i -tej substancji $n_{\text{ev},i}$. Pozostałe symbole oznaczają: f_i - część powierzchni jamy, która wykazuje aktywność sublimacyjną i -tego lodu kometarnego, $p_{s,i}$ - jego ciśnienie oraz m_i - masę molekularną, k_B - stałą Boltzmanna oraz T - temperaturę gazu. Wskaźnik i odnosi się zarówno do lodu H_2O jak i CO . Równanie (50) opisuje prędkość kondensacji i -tej substancji kometarnej. Występujące tu symbole mają następujące znaczenie: α_i jest współczynnikiem kondensacji danej substancji lotnej, a p_i opisuje wartość ciśnienia w jamie kometarnej. Równanie (51) opisuje całkowity strumień sublimacji n_{sub} , który wyrażony jest w jednostkach $1/(\text{m}^2\text{s})$. Strumień gazu kometarnego J_i , który przepływa przez porowatą ścianę jamy o powierzchni 1 m^2 dany jest równaniem (52). Jednostką tej wielkości jest $\text{kg}/\text{m}^2\text{s}$. Ciśnienie pary nasyconej dla H_2O i CO dane jest następującymi zależnościami [17], [18]:

- $p_{s,\text{H}_2\text{O}} = 3.56 \cdot 10^{12} \exp(-6141.667/T) \text{ Pa}$,
- $p_{s,\text{CO}} = 1.6624 \cdot 10^9 \exp(-764.16/T) \text{ Pa}$.

Dokonując interpretacji równania (52) należy zaznaczyć, że jest ono poprawne w przypadku modelu jądra zawierającego przypadkowo upakowane sfery o średnicy d_0 i porowatości ψ . Pory w jądrze komety mogą być wypełnione pyłem lub gazem kometarnym [32]. Pojawiający się w tym równaniu strumień gazu, który przepływa przez porowate ściany komety jest zależny od d_0 i ψ :

$$\Phi(\psi, d_0) = \frac{\psi^{\frac{3}{2}} d_0}{(1 - \psi)^{\frac{1}{3}}}. \quad (54)$$

Rezultatem sublimacji lodów kometarnych jest wzrost ciśnienia gazu, który osiąga pewne maksimum $p_{\max}$. Wówczas prędkość sublimacji równa się strumieniowi gazu, który przepływa przez porowate ściany jamy:

$$n_{\text{sub}} = n_{\text{esc}}. \quad (55)$$

Wykorzystując powyższe równania (49) - (55) można pokazać, że spełnione jest następujące równanie:

$$\sum_i \left(\frac{f_i p_{s,i}}{\sqrt{2\pi m_i kT}} - \frac{\alpha_i p_i}{\sqrt{2\pi m_i kT}} \right) = \sum_i \frac{|J_i|}{m_i}. \quad (56)$$

Na warstwę jądra komety znajdującą się nad jamą działają następujące siły:

- ciężar warstwy,
- siła spójności materiału kometarnego odpowiedzialna za wytrzymałość na rozerwanie jądra komety,
- siła odśrodkowa wynikająca z rotacji jądra,
- siła parcia sublimujących gazów uwieczonych w jamie.

W wyniku tych procesów ciśnienie gazów w jamie rośnie i osiąga pewną wartość maksymalną $p_{\max}$. Jeżeli jest ono wystarczająco wysokie powoduje to rozkruszenie warstwy znajdującej się nad jamą. Taka destrukcja jest więc konsekwencją maksymalnego ciśnienia gazu $p_{\max}$ i rotacji jądra komety. Warunkiem destrukcji powierzchniowej warstwy jądra, która okrywa jamę jest spełnienie następującej zależności:

$$p_{\max} \geq \Delta x \rho_n R_N \left(\frac{4}{3} \pi G \rho_N - \omega^2 \cos^2 \phi \right) + \sigma_t. \quad (57)$$

Powyższy warunek jako pierwszy podał Rickman [66] analizując stabilność płaszcza kometarnego. W równaniu (57) Δx oznacza grubość warstwy nad jamą, a symbol σ_t określa wytrzymałość porowatej struktury jądra na pękanie, która jest rzędu około 10 kPa [63].

Przedstawiony powyżej model destrukcji warstwy powierzchniowej, która okrywa jamę kometarną jest wynikiem gwałtownego wzrostu ciśnienia gazu. Powoduje on odrzucenie wierzchniej warstwy jądra komety. W wyniku tego procesu w atmosferze komety znajduje się materia kometarna w postaci chmury gazowo - pyłowej. Następnie znacząco wzrasta tempo sublimacji nowo odkrytej warstwy. Prowadzi to do gwałtownego wzrostu liczby ziaren kometarnych, które rozpraszają światło słoneczne. W konsekwencji obserwujemy gwałtowny wzrost jasności komety czyli wybuch jej blasku.

Skok jasności jaki powoduje przedstawiony powyżej mechanizm obliczamy korzystając z prawa Pogsona. Dlatego amplituda zmiany jasności komety dana jest zależnością:

$$\Delta m \approx -2.5 \log \frac{C_{\text{sca}}(n) + C_{\text{sca}}(t_2) + C_{\text{sca}}(e)}{C_{\text{sca}}(n) + C_{\text{sca}}(t_1)}. \quad (58)$$

W równaniu (58) $C_{\text{sca}}(n)$ oznacza całkowity przekrój rozproszeniowy jądra komety, który jest obliczany na podstawie następującej formuły: $C_{\text{sca}}(n) = Al\pi R_N^2$. Pozostałe wielkości są zdefiniowane następująco: $C_{\text{sca}}(t_1)$ i $C_{\text{sca}}(t_2)$ - to całkowity przekrój rozproszeniowy pyłowo-lodowych cząstek lodu kometarnego, które zostały uniesione przez sublimujące gazy kometarne i znajdują się w głowie komety odpowiednio w czasie spokojnej sublimacji (t_1) i w czasie wybuchu blasku komety (t_2). Symbol $C_{\text{sca}}(e)$ oznacza przekrój rozproszeniowy wyrzuconych w czasie wybuchu cząstek kometarnych, które pochodzą z destrukcji odrzuconej warstwy jądra komety.

W oparciu o prawa elektrodynamiki możemy zapisać, że przekroje rozproseniowe dane są następującymi zależnościami:

$$C_{\text{sca}}(t_i) = \pi N_p(t_i) \int_{a_{\min}}^{a_{\max}} Q(\lambda, a, m^*) a^2 f(a) da, \quad (59)$$

$$C_{\text{sca}}(e) = \pi N_e \int_{a_{\min}}^{a_{\max}} Q(\lambda, a, m^*) a^2 f(a) da. \quad (60)$$

W powyższych oraz kilku następnych równaniach indeks i odnosi się do fazy spokojnej komety ($i=1$) lub do fazy wybuchu ($i=2$). Pozostałe symbole mają następujący sens: $N_p(t_i)$ - oznacza całkowitą ilość cząstek o łącznym przekroju rozproseniowym $C_{\text{sca}}(t_i)$, N_e - to całkowita ilość ziaren kometarnych wyrzuconych w czasie wybuchu w wyniku destrukcji warstwy jądra okrywającej ją, $Q(\lambda, a, m)$ - to efektywny współczynnik rozproszenia światła słonecznego. Wartość tego współczynnika obliczana jest na podstawie teorii Mie [7], [40], [84]. Symbol $f(a)$ to funkcja dystrybucji (rozkładu) ilości cząstek względem wymiarów ich promieni. W oparciu o pracę [59] przyjmujemy, że:

$$f(a) = k \cdot \left(1 - \frac{a_0}{a}\right)^M \left(\frac{a_0}{a}\right)^N. \quad (61)$$

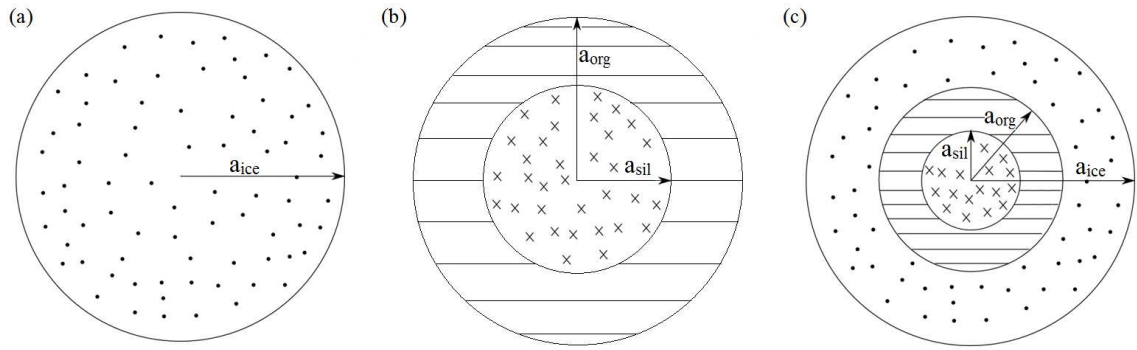
W równaniu (61) przyjęto następującą notację: k jest stałą normalizacyjną, a_0 jest średnim promieniem kometarnego ziarna. Parametr M jest funkcją odległości heliocentrycznej d komety od Słońca, która może być obliczona w oparciu o równanie:

$$\log M = 1.13 + 0.62 \log d. \quad (62)$$

Symbol N w równaniu (61) określa nachylenie spadku krzywej dystrybucji, który jest rzędu 4 [59]. Zakładamy również, że promień ziarna kometarnego a spełnia warunek: $a_{\min} \leq a \leq a_{\max}$, gdzie $a_{\min} = 10^{-7}\text{m}$, a $a_{\max} = 10^{-2}\text{m}$ [32].

Obliczenia numeryczne zostały wykonane dla trzech różnych typów ziaren kometarnych składających się z:

- (a) jednej warstwy czystego lodu wodnego,
- (b) dwóch warstw (rdzeń krzemowy otoczony powłoką organiczną),
- (c) trzech warstw (rdzenia krzemowego, powłoki organicznej i otoczki lodowej).



Rysunek 26: Trzy modele budowy pojedynczej struktury ziarna kometarnego.

Ze względu na niejednorodną strukturę ziaren materii kometarnej (model (b) i (c)) efektywny współczynnik załamania m_{eff} został obliczony na podstawie teorii Maxwell'a - Garnett'a [13], [36]. Zgodnie z tą teorią możemy zapisać:

$$m_{\text{eff}} = m_s \sqrt{1 + 3q^3 \frac{\frac{m_c^2 - m_s^2}{m_c^2 + 2m_s^2}}{1 - q^3 \frac{m_c^2 - m_s^2}{m_c^2 + 2m_s^2}}}. \quad (63)$$

W równaniu tym symbole q , m_c i m_s oznaczają: stosunek promienia jądra do promienia otoczki, współczynnik załamania jądra, współczynnik załamania otoczki. Zgodnie z przyjętym modelem ziarna kometarnego typu (c) (rys. 26) poszczególne promienie jego warstw wyrażone są następująco [13]:

$$a_{\text{org}} = a_{\text{sil}} \left(\frac{M_{\text{org}} \rho_{\text{sil}}}{M_{\text{sil}} \rho_{\text{org}}} + 1 \right)^{1/3}, \quad (64)$$

$$a_{\text{ice}} = a_{\text{sil}} \left(\frac{M_{\text{ice}} \rho_{\text{sil}}}{M_{\text{sil}} \rho_{\text{ice}}} + \left(\frac{a_{\text{org}}}{a_{\text{sil}}} \right)^3 \right)^{1/3}. \quad (65)$$

W powyższych równaniach a_{sil} , a_{org} , a_{ice} oznaczają promienie otoczki: krzemowej, organicznej i lodowej. Model budowy takiego ziarna kometarnego został zaproponowany przez Gunnarssona [36].

W celu obliczenia efektywnego współczynnika załamania dla założonego modelu (c) ziarna kometarnego równanie (63) było wykorzystane dwukrotnie. W pierwszym kroku został obliczony współczynnik załamania dla rdzenia krzemowego i otoczki organicznej, a następnie został dodany wodno-lodowy płaszcz, który okrywa ziarno kometarne.

Zgodnie z pracą Greenberga [27], zostało przyjęte, że stosunek masy otoczki organicznej do krzemowej wynosi $M_{\text{org}}/M_{\text{sil}} = 0.95$, a stosunek masy lodu do krzemianów wynosi $M_{\text{ice}}/M_{\text{sil}} = 3.05$. W obliczeniach numerycznych na podstawie pracy [14] zostały przyjęte następujące gęstości dla materiałów kometarnych: $\rho_{\text{sil}} = 2950 \text{ kg/m}^3$, $\rho_{\text{org}} = 1600 \text{ kg/m}^3$ oraz $\rho_{\text{ice}} = 933 \text{ kg/m}^3$. Przy tak przyjętych założeniach całkowita liczba cząstek pyłu i lodu wodnego związana jest z ich masą następującym równaniem:

$$\frac{4}{3}\pi N_{\text{gr}}(t_i) \rho_{\text{gr}} \int_{a_{\text{min}}}^{a_{\text{max}}} a^3 f(a) da = M_{\text{inc}}(t_i). \quad (66)$$

Parametr $M_{\text{inc}}(t_i)$ w równaniu (66) należy interpretować jako całkowitą masę ziaren kometarnych, które znajdują się w atmosferze komety. Całkowita liczba tych ziaren może pochodzić od spokojnej sublimacji lodów

kometarnych ($i = 1$) oraz tych, które zostały wyrzucone podczas wybuchu ($i = 2$). Z drugiej strony masę tę możemy wyrazić następującym równaniem [32]:

$$M_{\text{inc}}(t_i) = 4\pi R_N^2 \eta(t_i) \chi \left(J_{\text{H}_2\text{O}}(t_i) \frac{R_h}{v_{\text{H}_2\text{O}}} \right). \quad (67)$$

W równaniu (67) przyjęto, że: $\eta(t_i)$ jest to stosunek aktywnej sublimacyjnie części jądra komety do jego całkowitej powierzchni, $J_{\text{H}_2\text{O}}(t_i)$ to strumień gazu w fazie aktywnej, χ jest to stosunek masy gazu do masy pyłu, a R_h jest promieniem głowy komety. Parametry $J_{\text{H}_2\text{O}}(t_i)$ i $v_{\text{H}_2\text{O}}$ mogą być w oparciu o równanie bilansu energetycznego (2).

4.3 Rozpraszanie światła na kulistych cząstkach - teoria Mie

Światło słoneczne w postaci fali elektromagnetycznej, które dociera do lodowo - pyłowego halo kometarnego ulega rozproszeniu na cząstkach materii kometarnej. W astrofizyce komet współczynniki rozproszenia pyłów kometarnych obliczane są w oparciu o teorię Lorenza - Mie. Problem rozpraszania światła słonecznego na cząstkach kulistych jest bardzo dobrze znany i szeroko dyskutowany w literaturze [7], [84]. Dlatego poniżej zostaną przedstawione najważniejsze zależności, które pozwolą wyznaczyć współczynnik rozproszenia Q_{scat} dla cząstek pyłu kometarnego. W tym celu należy zdefiniować bardzo użyteczną wielkość, którą nazywamy parametrem dyfrakcji x lub parametrem rozmiaru cząstki:

$$x = \frac{2 \pi a}{\lambda}. \quad (68)$$

W powyższym równaniu poszczególne symbole oznaczają: a - promień ziarna, λ - jest długością fali światła, która pada na cząstkę materii kometarnej.

Na podstawie ogólnych równań Maxwella możemy zapisać równania falowe dla pola elektrycznego i magnetycznego:

$$\nabla^2 \mathbf{E} + k^2 \mathbf{E} = 0, \quad (69)$$

$$\nabla^2 \mathbf{H} + k^2 \mathbf{H} = 0. \quad (70)$$

W równaniu (69) i (70) wykorzystano symbol k^2 , który jest kwadratem liczby falowej. Składowe pola rozproszonego w przybliżeniu daleko - polowym przyjmują postać:

$$\begin{bmatrix} E_l \\ E_r \end{bmatrix} = \frac{\exp(ikz - ikr)}{-ikr} \begin{bmatrix} S_2(\Theta) & 0 \\ 0 & S_1(\Theta) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{0l} \\ E_{0r} \end{bmatrix}. \quad (71)$$

W powyższym równaniu $S_1(\Theta)$ i $S_2(\Theta)$ oznaczają amplitudy fal rozproszonych, które możemy zapisać jako:

$$S_1(\Theta) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} [a_n \pi_n \cos(\Theta) + b_n \tau_n \cos(\Theta)], \quad (72)$$

$$S_2(\Theta) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} [b_n \pi_n \cos(\Theta) + a_n \tau_n \cos(\Theta)]. \quad (73)$$

Wykorzystane w równaniu (72) i (73) funkcje π_n i τ_n określone są następująco:

$$\pi_n \cos(\Theta) = \frac{1}{\sin \Theta} P_n^1(\cos \Theta) \quad (74)$$

oraz

$$\tau_n \cos(\Theta) = \frac{d}{d\Theta} P_n^1(\cos \Theta), \quad (75)$$

gdzie P_n^1 jest stowarzyszonym wielomianem Legendre'a, który przyjmuje postać:

$$P_n = \frac{1}{2^n n!} \frac{d^n}{dx^n} (x^2 - 1)^n, \quad \text{dla } n = 0, 1, \dots \quad (76)$$

Chcąc uprościć rozważany problem wykorzystamy w tym celu funkcje sferyczne Riccati'ego - Bessela, które przyjmują następującą postać:

$$\psi_n(x) = x \cdot j_n(x) \quad (77)$$

i

$$\xi_n(x) = x \cdot h_n^{(1)}(x), \quad (78)$$

gdzie $j_n(x)$ oznacza funkcję sferyczną Bessela, którą możemy zapisać jako:

$$j_n(x) = (-x)^n \left(\frac{1}{x} \frac{d}{dx} \right)^n \frac{\sin(x)}{x}, \quad (79)$$

a $h_n^{(1)}(x)$ to funkcja Hankela, którą wyrażamy następująco:

$$h_n^{(1)}(x) = j_n(x) + i \cdot y_n(x). \quad (80)$$

Wówczas współczynniki rozproszeniowe a_n i b_n możemy zapisać jako:

$$a_n = \frac{m\psi_n(mx)\psi_n'(x) - \psi_n(x)\psi_n'(mx)}{m\psi_n(mx)\xi_n'(x) - \xi_n(x)\psi_n'(mx)}, \quad (81)$$

$$b_n = \frac{\psi_n(mx)\psi_n'(x) - m\psi_n(x)\psi_n'(mx)}{\psi_n(mx)\xi_n'(x) - m\xi_n(x)\psi_n'(mx)}. \quad (82)$$

W powyższych dwóch równaniach m oznacza względny współczynnik załamania, który definiujemy jako:

$$m = \frac{n_{\text{int}}}{n}. \quad (83)$$

W równaniu (83) n_{int} oraz n oznaczają współczynnik załamania dla cząstki i ośrodka.

Znając współczynniki a_n i b_n możemy wyznaczyć przekrój czynny na rozproszenie, korzystając z zależności:

$$\sigma_{\text{scat}} = \frac{2\pi}{k^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) \cdot (|a_n|^2 + |b_n|^2). \quad (84)$$

Wówczas współczynnik rozproszenia przyjmuje postać:

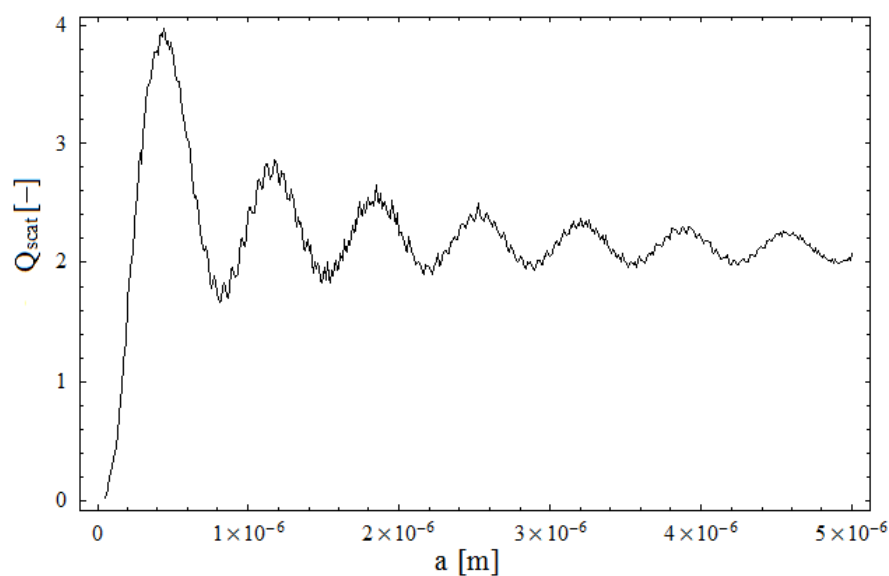
$$Q_{\text{scat}} = \frac{\sigma_{\text{scat}}}{\pi a^2}. \quad (85)$$

Efektywny przekrój czynny wykazuje wiele charakterystycznych oscylacji sinusoidalnych. Związane są one z interferencją fali, która ulega dyfrakcji przechodząc przez cząstkę.

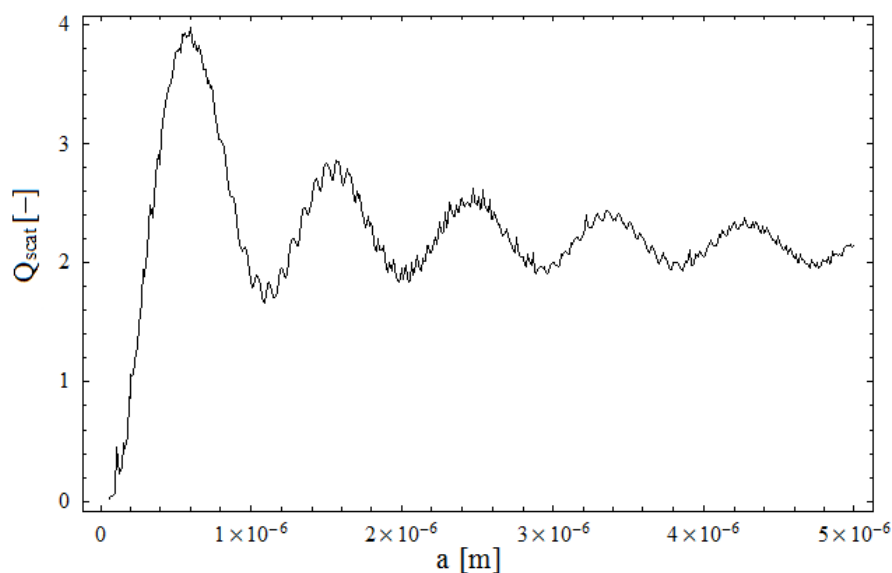
Pierwsze maksimum przypada dla długości fali, która jest porównywalna z parametrem dyfrakcji x . W takim przypadku całkowity przekrój czynny może przekraczać czterokrotnie przekrój geometryczny cząstki (πa^2). Dla dużych cząstek ($x \gg 1$) przekrój czynny jest średnio dwa razy większy od geometrycznego. Wynik ten w literaturze określany jest jako paradoks geometryczny (ekstynkcji). Oznacza to, że: $Q_{\text{scat}} \rightarrow 2$.

Poniżej zostaną zaprezentowane wyniki obliczeń numerycznych współczynnika rozproszenia Q_{scat} dla rozpatrywanych modeli ziaren kometarnych. Wartości współczynników załamania zostały zaczerpnięte z strony internetowej: en.wikipedia.org/wiki/List_of_refractive_indices.

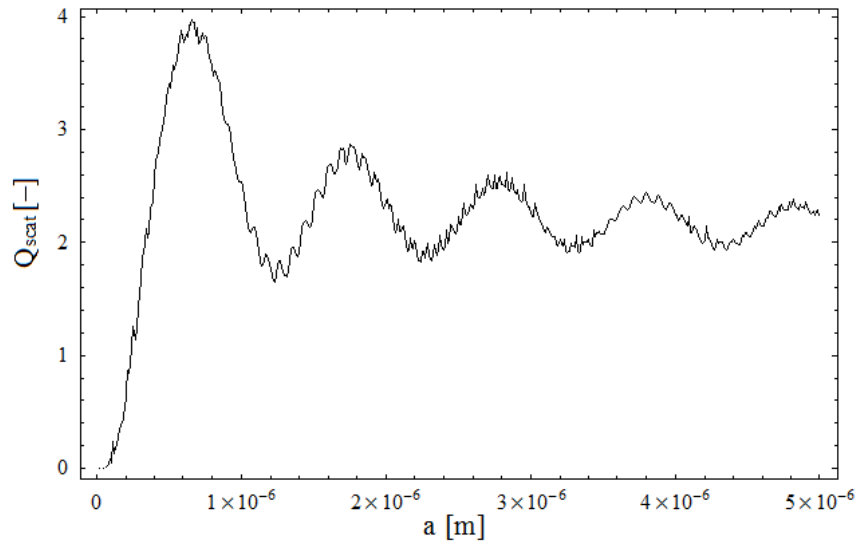
W pierwszym przypadku symulacja numeryczna uwzględniała model (a) ziarna kometarnego.



Rysunek 27: Na wykresie przedstawiono zależność współczynnika rozproszenia Q_{scat} w funkcji rozmiaru ziarna kometarnego. Obliczenia zostały przeprowadzone dla modelu (a) o współczynniku załamania $m = 1.31 + 0i$ i długości fali równej $\lambda = 0.420\mu\text{m}$.



Rysunek 28: Sytuacja analogiczna jak na rys. 27, ale obliczenia zostały wykonane dla długości fali równej $\lambda = 0.560\mu\text{m}$.



Rysunek 29: Sytuacja analogiczna jak na rys. 27, ale obliczenia zostały wykonane dla długości fali równej $\lambda = 0.630\mu\text{m}$.

W następnym kroku obliczenia uwzględniają model (b) i (c) ziarna kometarnego oraz średnią długość fali padającej na cząstkę $\lambda = 0.5015\mu\text{m}$, która została wyznaczona na podstawie prawa Wiena. Uzyskane wyniki zostały przedstawione poniżej.

$a(\mu\text{m})$	$Q_{\text{scat}}[-]$	
	model (b) ($m=2.011+0i$)	model (c) ($m=2.208+0i$)
0.5	2.645	2.693
1.0	2.385	2.521
1.5	2.082	2.051
2.0	2.190	2.360
2.5	2.045	2.087
3.0	2.142	2.195
3.5	2.114	2.114
4.0	2.163	2.113
4.5	2.141	2.088
5.0	1.980	2.136

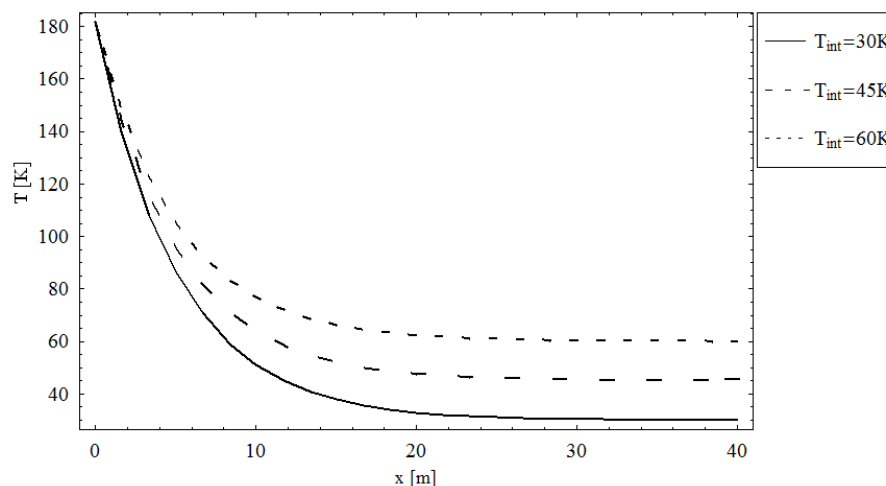
4.3.1 Wyniki obliczeń numerycznych zmian jasności dla komety z rodziny Jowisza

Przeprowadzone w tej części pracy obliczenia numeryczne zostały wykonane dla szerokiego zakresu realistycznie przyjętych wartości fizycznych parametrów komety, o których była mowa w poprzednim paragrafie. Rozważania będą więc dotyczyły hipotetycznej komety należącej do rodziny Jowisza (JFC). Korzystając z kryterium Tisseranda danego równaniem (44) możemy wyznaczyć dłuższą półoś orbity hipotetycznej komety a_k . Założono, że pozostałe parametry, które występują w równaniu (44) przyjmują następujące wartości: $T_J = 2.5$, $a_J = 5.2\text{AU}$, $i = 0^\circ$ oraz $e = 0.9$. Wtedy na podstawie równania (44) i powyższych wartości poszczególnych parametrów można pokazać, że dłuższa półoś orbity rozważanej komety wynosi: $a_k = 2.80\text{AU}$. Znając tę wartość możemy wyznaczyć: peryhelium i aphelium orbity rozważanej komety:

- wartość dla peryhelium wynosi: $q = a(1 - e) = 0.28\text{AU}$,
- wartość dla aphelium wynosi: $Q = a(1 + e) = 5.32\text{AU}$.

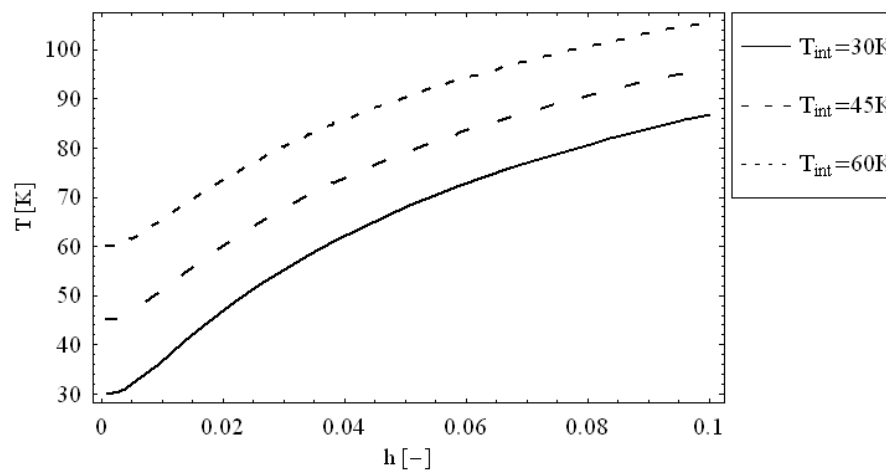
Wybór powyższych parametrów orbitalnych powodowany był tym, że chcieliśmy przeanalizować zachowanie się komety, która prawie na całej orbicie może wykazywać aktywność sublimacyjną kontrolowaną przez lód wodny [32].

W dalszej części pracy zostaną przedstawione wyniki obliczeń numerycznych, które dotyczą termodynamicznej ewolucji jądra komety. Podstawowym parametrem, który w naszym modelu ma istotne znaczenie jest temperatura. Dlatego w pierwszym kroku zostanie przedstawiony przybliżony rozkład temperatury, na podstawie równania (48) dla lodu wodnego w jamie kometarnej. Zakładamy, że jądro komety znajduje się w peryhelium ($d=0.28\text{AU}$).

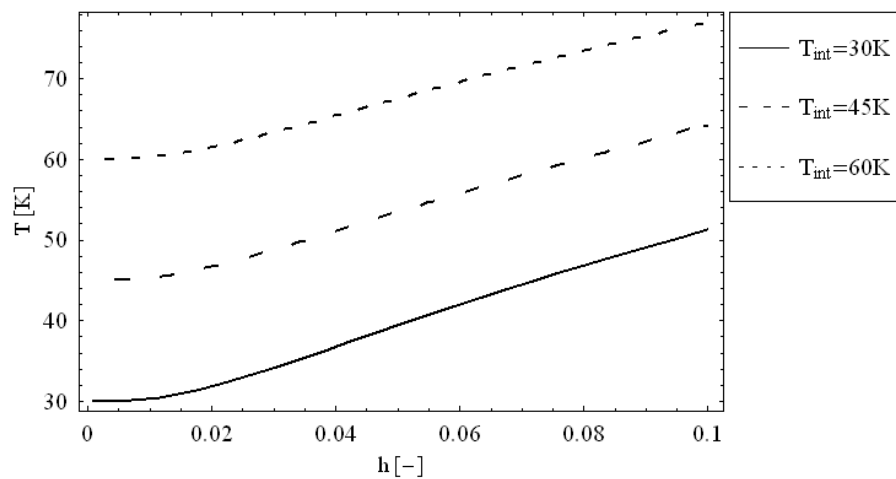


Rysunek 30: Rozkład temperatury dla H_2O pod powierzchnią jądra w funkcji zmieniającej się głębokości x dla trzech różnych założonych temperatur materii pierwotnej T_{int} oraz czynnika Hertza równego $h = 0.1$.

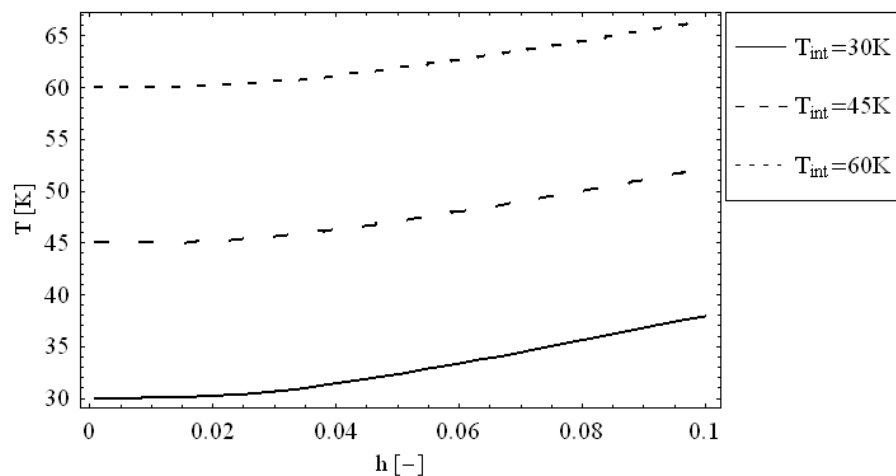
Poniższe wykresy przedstawiają rozkład temperatury w jamie kometarnej na konkretnej głębokości w funkcji zmieniającego się czynnika Hertza. Kometę znajduje się w peryhelium orbity.



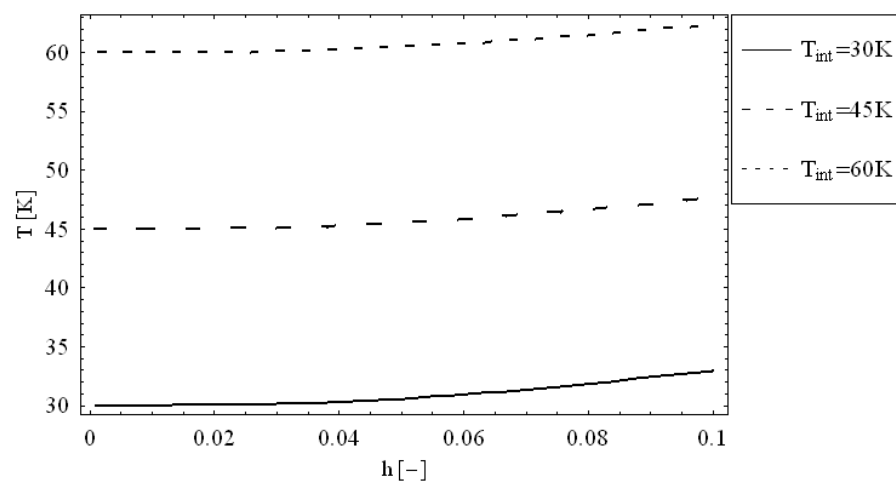
Rysunek 31: Rozkład temperatury na głębokości $x = 5$ m w funkcji czynnika Hertza.



Rysunek 32: Sytuacja analogiczna jak na rys. 31, ale dla głębokości $x = 10m$.

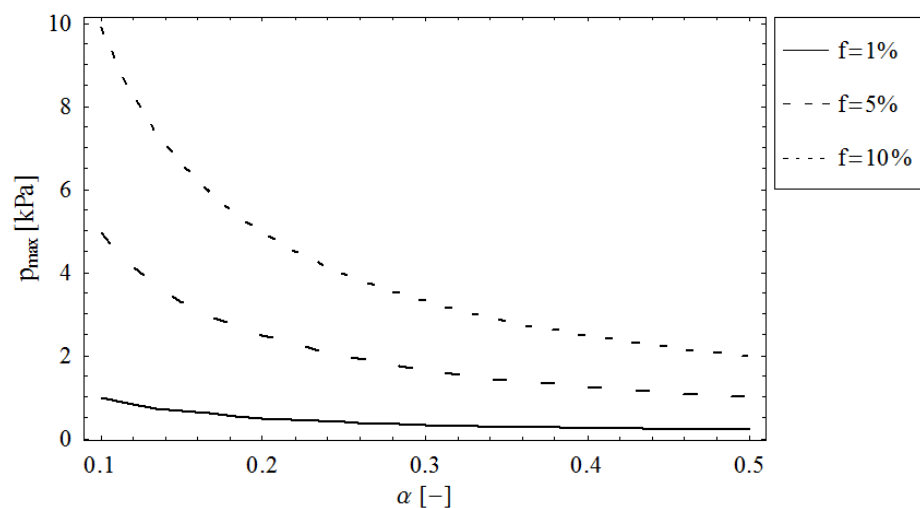


Rysunek 33: Sytuacja analogiczna jak na rys. 31, ale dla głębokości $x = 15m$.

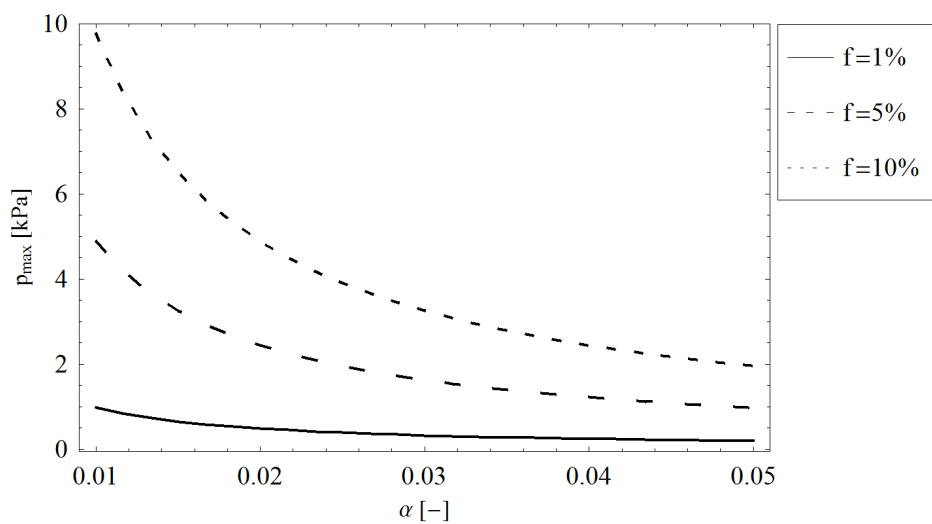


Rysunek 34: Sytuacja analogiczna jak na rys. 31, ale dla głębokości $x = 20m$.

W następnym kroku zostanie przedstawiony rozkład ciśnienia w jamie w funkcji współczynnika kondensacji dla głębokości $x = 5\text{m}$.



Rysunek 35: Rozkład ciśnienia w jamie kometarnej dla CO w przypadku założonej aktywności powierzchniowej jądra. Obliczenia zostały przeprowadzone dla peryhelium orbity komety.



Rysunek 36: Sytuacja analogiczna jak na rys. 35, ale kometa znajduje się w aphelium swojej orbity.

Porównanie otrzymanych wartości p_{max} z wartościami prawdopodobnej wytrzymałości struktury jądra komety ($\sigma_t = 10$ kPa [63]), prowadzić do wniosku, że zaproponowany mechanizm destrukcji warstwy okrywającej jamę kometarną jest wielce prawdopodobny.

W poniższej tabeli 12 oraz na wykresach (rys. 37 i 38) zostały przedstawione wyniki obliczeń numerycznych zmiany jasności jądra komety.

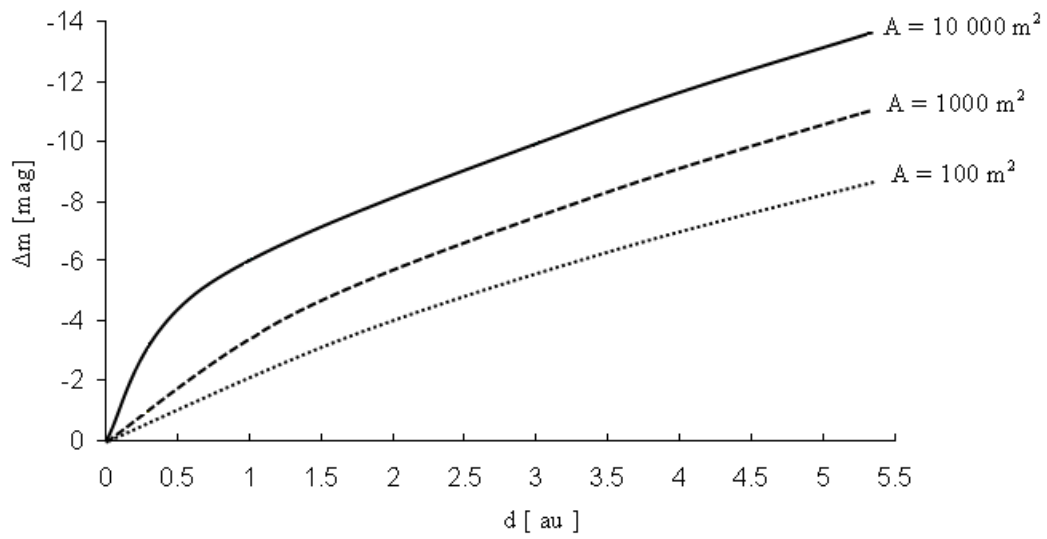
Tabela 12: W poniższych dwóch tabelach a) i b) został przedstawiony symulowany skok jasności hipotetycznej komety w wybranych punktach orbity. Symbol A oznacza powierzchnię nowo odkrytej warstwy podpowierzchniowej jądra komety. Odsłonięcie tej warstwy jest rezultatem destrukcji powierzchni jądra.

a)

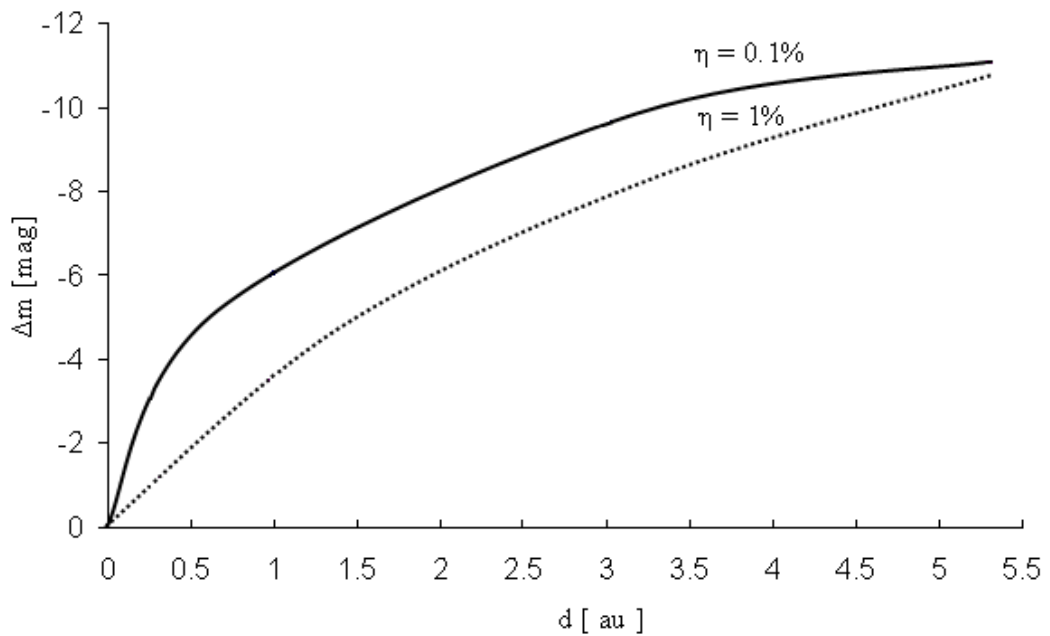
$\eta(t_1)(\%)$	$\Delta m(\text{mag})$							
	$d = 0.28\text{AU}$				$d = 1\text{AU}$			
	$A(m^2)$							
	10	100	1000	10000	10	100	1000	10000
0.1	-0.18	-1.10	-3.16	-5.61	-1.50	-3.56	-6.01	-8.50
1	-0.02	-0.17	-1.09	-3.16	-0.58	-1.50	-3.57	-6.01
10	-0.002	-0.02	-0.17	-1.09	-0.42	-0.58	-1.50	-3.57

b)

$\eta(t_1)(\%)$	$\Delta m(\text{mag})$							
	$d = 3\text{AU}$				$d = 5.32\text{AU}$			
	$A(m^2)$							
	10	100	1000	10000	10	100	1000	10000
0.1	-4.68	-7.17	-9.66	-12.16	-6.07	-8.57	-11.07	-13.57
1	-2.53	-4.94	-7.43	-9.92	- -	- -	- -	- -
10	-0.73	-2.56	-4.97	-7.46	- -	- -	- -	- -



Rysunek 37: Symulowany skok jasności komety w funkcji odległości heliocentrycznej d . Założono, że powierzchnia nowo odkrytej warstwy A zmienia się w przedziale od 100 do 1000 m^2 . Obliczenia zostały przeprowadzone dla współczynnika $\eta(t_1)=1\%$.



Rysunek 38: Sytuacja analogiczna jak na rys. 37, ale zostały rozważone dwa współczynniki: $\eta=0.1\%$ i $\eta=1\%$. W obliczeniach przyjęto jedną powierzchnię nowo odkrytej warstwy $A = 1000\text{ m}^2$.

Warto podkreślić, że nowy model wybuchu, który oparty jest na idei występowania jam kometarnych, jest złożoną funkcją procesów termodynamicznych, które zachodzą pod powierzchnią jądra komety.

Na końcu tego rozdziału należy wyraźnie podkreślić, że przeprowadzono szereg symulacji numerycznych dotyczących skoku jasności komety dla trzech założonych modeli ziaren kometarnych (a), (b) i (c). Okazało się, że różnice w otrzymanych amplitudach skoku blasku Δm praktycznie są zaniedbywalnie małe. Dlatego w dysertacji zostały przedstawione wyniki obliczeń numerycznych tylko dla najbardziej złożonego modelu ziarna kometarnego (c).

4.4 Wybuchy blasku komet - wnioski

Zagadnienie co inicjuje wybuchy kometarne jest bardzo ważne z punktu widzenia współczesnej kometologii. Przedstawiony w dysertacji model usiłuje odpowiedzieć na to pytanie w oparciu o hipotezę jam kometarnych. Kluczowym zagadnieniem przedstawionego modelu wybuchu jasności komety jest gwałtowny wzrost ciśnienia w jamie kometarnej. Ciśnienie gazu na głębokości 5–20m w sprzyjających okolicznościach może osiągnąć wartość porównywalną z wytrzymałością na pękanie. Silny wzrost ciśnienia gazu kometarnego może powodować występowanie lokalnych naprężeń mechanicznych, które prowadzą do destrukcji warstwy powierzchni jądra komety. Mechanizm ten może powodować odrzucenie warstwy materii kometarnej znajdującej się nad jamą. Pozostały po zniszczonej warstwie rumosz kometarny w formie gruzu i chmury ziaren lodowo - pyłowych jest odrzucany do atmosfery komety. W ten sposób zostają odsłonięte głębsze warstwy jądra komety, które są bogatsze w bardziej lotne związki chemiczne. W tym samym czasie tlenek węgla paruje z wnętrza komety przez nowo powstałe szczeliny lub stare pęknię-

cia powierzchni jądra, które teraz w wyniku sublimacji gazu i wybuchu zostały poszerzone. Przedstawiony mechanizm powoduje wzrost parametru Δm , który określa zmianę jasności komety. Otrzymane rezultaty obliczeń numerycznych są zgodne z rzeczywistymi obserwacjami komet podczas wybuchów.

Przedstawiony powyższy szkic modelu jam kometarnych zasadniczo był podzielony na dwie części. Pierwsza opisuje termodynamikę procesów fizyko - chemicznych zachodzących w warstwach podpowierzchniowych, które są konsekwencją bilansu energetycznego na powierzchni komety. Druga część jest związana z numerycznymi obliczeniami zmiany jasności komet, które mogą być powodowane przez destrukcję wierzchniej warstwy rdzenia. W oparciu o zaprezentowane wyniki w formie tabel i wykresów można wysunąć następujące wnioski, które zostały przedstawione poniżej.

- Dla szerokiego zakresu założonych parametrów kometarnych maksymalne ciśnienie w jamie na głębokości 5 – 20m może osiągnąć wartość porównywalną z wytrzymałością na pękanie lub rozerwanie materii kometarnej. Należy zauważyć, że główny wpływ na wartość ciśnienia panującego w jamie ma tlenek węgla.
- Głównym czynnikiem, który określa skalę wybuchu w proponowanym modelu jest powierzchnia A nowo odkrytej warstwy podpowierzchniowej jądra komety. Odsłonięcie tej warstwy jest rezultatem destrukcji powierzchni rdzenia komety. Parametr ten określa ilość masy materiału kometarnego wyrzuconego w atmosferę komety oraz intensywność sublimacji podczas wybuchu.
- Biorąc pod uwagę otrzymane rezultaty obliczeń skoku jasności Δm można wnioskować, że uzyskane wyniki są większe w przypadku, kiedy ułamek powierzchni aktywnej sublimacyjnie przed wybuchem

jest mniejszy. Oznacza to, że ta sama ilość masy wyrzuconej M_e po destrukcji jamy jest względnie większa w porównaniu z masą zawartą w głowie komety dla mniejszych wartości parametru $\eta(t_1)$.

- Podobne spostrzeżenie można wysunąć analizując zależność Δm od odległości heliocentrycznej d . Skok jasności komety podczas wybuchu jest rosnącą funkcją odległości d . Wynik ten jest konsekwencją faktu, że aktywność sublimacyjna komety jest malejącą funkcją jej odległości od Słońca.
- Skok jasności komety w aphelium jej orbity jest praktycznie niezależny od wielkości powierzchni jądra, która jest aktywna sublimacyjnie ($\eta(t_1)$). Stwierdzenie to wynika z faktu, że w odległości $d = 5.32\text{AU}$ tempo sublimacji lodu wodnego jest praktycznie zaniedbywalne.

Zaprezentowane wyniki obliczeń opierają się na idei istnienia pod powierzchnią jam kometarnych. Warto podkreślić, że niektóre misje kosmiczne potwierdzają tę teorię - czego dowodem była misja *Deep Impact* do komety 9P/Tempel 1. Obserwacje, które zostały przeprowadzone potwierdzają liczne okresowe skoki jasności tej komety [56]. Zmiany te można interpretować jako erupcję gazu uwiecznionego w jamach pod powierzchnią jądra. Przedstawiony model wybuchu oparty jest na założeniu, że tlenek węgla jest odpowiedzialny za skok jasności tej komety. Wybór tego związku chemicznego nie był przypadkowy dlatego, że jest on drugim (jeśli chodzi o zawartość procentową), zaraz po wodzie składnikiem budowy jąder kometarnych. Należy tu zaznaczyć, że inne komety mogą mieć inną zawartość CO w swojej strukturze, a także mogą zawierać inne substancje lotne takie jak: CO_2 , CH_4 , które również mogą być odpowiedzialne za destrukcję jam. Dlatego przedstawiony mechanizm aktywności wybuchowej może mieć swoje źródło w sublimacji różnych lodów kometarnych. Nawet w bliskich odległościach heliocentrycznych in-

tensywana sublimacja lodu wodnego do jam podpowierzchniowych jądra komety może prowadzić do wybuchu jasności. Dlatego przedstawiony model należy traktować jako próbę wyjaśnienia niektórych wybuchów jasności komet, a nie kwestionowanie innych hipotez.

Skoki jasności komety mogą występować w różnych odległościach heliocentrycznych. Zgodnie z pracą Filonenki & Churyumova [21] nie stwierdzono ścisłego powiązania między odległością komety od Słońca a jej aktywnością wybuchową. Jednak statystycznie rzecz biorąc, wybuchy kometarne tej samej komety, występują z reguły w tych samych miejscach na orbicie.

Problem ten można wytłumaczyć w oparciu o zaprezentowany w tej dysertacji model jam kometarnych [32].

5 Podsumowanie

Przedstawiona praca miała na celu analizę mechanizmów emisji materii z jądra komety w przestrzeń kosmiczną. Wzięto pod uwagę dwa mechanizmy: spokojnej sublimacji oraz gejzerów kometarnych. Oprócz tego rozważono specyficzny mechanizm emisji materii z komet w wyniku ich wybuchów.

Pomimo olbrzymiego postępu, który dokonał się w ostatnim dwudziestoleciu w dziedzinie badań kometarnych (dzięki sondą kosmicznym), nasza wiedza na temat właściwości fizycznych i procesów zachodzących w jądrach kometarnych jest nadal obarczona wieloma niejasnościami. Dlatego uzyskane wyniki obliczeń numerycznych powinny być postrzegane bardziej jakościowo niż ilościowo. Jednakże zaprezentowane modele numeryczne omawianych procesów fizyko - chemicznych wydają się być wielce prawdopodobne przynajmniej dla rozważanej grupy komet.

Komety w dalszym ciągu nie przestają zadziwiać astronomów. Te ciała kosmiczne zachowują się w bardzo trudny sposób do przewidzenia. Pojawiają się często niespodziewanie na nieboskłonie, prezentując nam swój przepiękny kosmiczny spektakl, którego nieraz możemy być świadkami.

Przyszłe kierunki badań

Przedstawione w dysertacji mechanizmy świadczące o aktywności komet w świetle współczesnych badań astrofizycznych wydają się być bardzo prawdopodobne, jednakże nie wyczerpują one w pełni rozważanego zjawiska. Niewątpliwie dalszego badania wymaga zagadnienie na ile komety są podobne do siebie. Dzięki uzyskaniu odpowiedzi będziemy mogli stwierdzić czy wyniki symulacji numerycznej odnoszącej się do wybranej komety możemy w jakimś stopniu uogólnić na pozostałe. W tym celu należy rozważyć następujące procesy:

- modelowanie zjawiska kometarnych erupcji, które wydają się być odpowiedzialne za gwałtowne zmiany jasności komet,
- badanie rozkładu pola prędkości i ciśnienia w kanale kometarnym, w aspekcie wytrzymałości porowatej struktury jądra komety,
- rozpad jąder kometarnych,
- oscylacje jądra komety wokół głównych osi bezwładności - analiza ruchu postępowego i obrotowego jądra komety,
- wpływ zmiany okresu rotacji jądra na wyrzut materii z wnętrza komet.

Przedstawione powyżej propozycje kierunków przyszłych badań powinny pogłębić naszą wiedzę o procesach fizyko - chemicznych, które zachodzą w kometach. Jednakże wykraczają one znacząco poza zakres i cel tej dysertacji.

Stałe fizyczne wykorzystane w dysertacji

W poniższej tabeli zostały zebrane stałe fizyczne, które były wykorzystywane w przypadku emisji materii kometarnej z powierzchni komet. Wartości tych współczynników zostały zaczerpnięte z prac: [29], [30], [42], [48], [50], [51], [65].

Tabela 13: Zestawienie współczynników termodynamicznych - cz. I

Parametr fizyczny	Wartość liczbową wraz z jednostką
stała A dla H ₂ O	$A_{\text{H}_2\text{O}} = 356 \cdot 10^{10} \text{ [Pa]}$
stała B dla H ₂ O	$B_{\text{H}_2\text{O}} = 6141.667 \text{ [K]}$
stała A dla CO ₂	$A_{\text{CO}_2} = 107.9 \cdot 10^{10} \text{ [Pa]}$
stała B dla CO ₂	$B_{\text{CO}_2} = 3148 \text{ [K]}$
stała A dla CO	$A_{\text{CO}} = 0.1263 \cdot 10^{10} \text{ [Pa]}$
stała B dla CO	$B_{\text{CO}} = 764.16 \text{ [K]}$
masa dla H ₂ O	$m_{\text{H}_2\text{O}} = 18 \cdot 1.66 \cdot 10^{-27} \text{ [kg]}$
masa dla CO ₂	$m_{\text{CO}_2} = 44 \cdot 1.66 \cdot 10^{-27} \text{ [kg]}$
masa dla CO	$m_{\text{CO}} = 28 \cdot 1.66 \cdot 10^{-27} \text{ [kg]}$
stała Boltzmanna	$k_B = 1.38 \cdot 10^{-23} \text{ [J/K]}$
liczba Avogadro	$N_A = 6.022 \cdot 10^{23} \text{ [1/mol]}$
albedo	$Al = 0.04 \text{ [-]}$
stała słoneczna	$S_{\odot} = 1360 \text{ [W/m}^2\text{]}$
zdolność emisyjna	$\epsilon = 0.9 \text{ [-]}$
stała Stefana - Boltzmanna	$\sigma = 5.67 \cdot 10^{-8} \text{ [W/m}^2 \cdot \text{K}^4\text{]}$
stała grawitacji	$G = 6.67 \cdot 10^{-11} \text{ [m}^3\text{/kg} \cdot \text{s}^2\text{]}$
gęstość jądra komety	$\rho_N = 400 \text{ [kg/m}^3\text{]}$

W kolejnej tabeli zostały zebrane wartości parametrów fizycznych jakie zostały wykorzystane do symulacji skoku jasności komety. Wartości tych parametrów pochodzą z prac: [32], [51], [55].

Tabela 14: Zestawienie współczynników termodynamicznych - cz. II

Parametr fizyczny	Wartość liczbową wraz z jednostką
parametr Tisseranda	$T_J = 2.5$ [-]
dłuższa pół oś orbity komety	$a = 2.80$ [AU]
mimośród orbity eliptycznej	$e = 0.9$ [-]
inklinacja orbity	$i = 0$ [°]
promień jądra komety	$R_N = 1000$ [m]
napężenie (wytrzymałość)	$\sigma_t = 10 - 50$ [kPa]
okres rotacji jądra komety (spinowy)	$P_s = 10$ [h]
współ. przewodności cieplnej dla lodu H ₂ O	$K_{cr,H_2O} = 567/T$ [W/m · K]
współ. przewodności cieplnej dla lodu CO	$K_{cr,CO} = 10^{-4}$ [W/m · K]
współ. przewodności cieplnej dla pyłu	$K_{DUST} = 2$ [W/m · K]
ciepło właściwe dla lodu H ₂ O	$C_{w,H_2O} = 1610$ [J/kg · K]
ciepło właściwe dla lodu CO	$C_{w,CO} = 2010$ [J/kg · K]
ciepło właściwe dla lodu CO ₂	$C_{w,CO_2} = 2500$ [J/kg · K]
ciepło właściwe dla pyłu	$C_{w,DUST} = 1300$ [J/kg · K]
procentowy udział masowy dla lodu H ₂ O	$p_{H_2O} = 50$ [%]
procentowy udział masowy dla pyłu	$p_{DUST} = 45$ [%]
procentowy udział masowy dla lodu CO	$p_{CO} = 5$ [%]
czynniki Hertza	$h = 0.001 - 0.1$ [-]
porowatość	$\psi = 0.65$ [-]
średnica ziarna kometarnego	$d_0 = 1$ [μm]

Kody numeryczne

Poniżej zostaną zaprezentowane kody numeryczne własnych programów, które zostały wykorzystane w tej dysertacji. W pierwszym kroku zostanie podany kod programu, który oblicza trzy podstawowe parametry termodynamiczne odnoszące się do termodynamicznej ewolucji komet. Są to: temperatura na powierzchni jądra, prędkość sublimujących molekuł gazu oraz tempo sublimacji materii kometarnej. Zaprezentowany kod numeryczny dotyczy lodu wodnego - głównego składnika budowy komet. Dla pozostałych gazów kometarnych schemat obliczeń jest analogiczny, tylko należy zmienić stałe parametry w równaniu bilansu energetycznego. Wszystkie wykorzystane stałe fizyczne znajdują się w tabeli 13.

```
(* Obliczanie temperatury H2O w zaleznosci od odleglosci w petli *)

(* Tablica przeznaczona na rozwiazania *)

rozwiazanie = Array[0, stalaN];

(* Tablica przeznaczona na obliczone temperatury H2O *)

TempH2O = Array[0, stalaN];

(* Obliczenie za pomoca petli For,
   oraz funkcji FindRoot temperatur i umieszczenie rozwiazan w tablicy wynikow *)

For[i = 1, i < (stalaN + 1), i++, rozwiazanie[[i]] = FindRoot[

$$\frac{S * (1 - A1)}{4 * (dTab[[i]]^2)} == \text{epsilon} * \text{sigma} * TH20[i]^4 + \frac{33.48 * 10^3 - 12.924 * TH20[i]}{Na} * \frac{aH20 * \text{Exp}\left[-\frac{bH20}{TH20[i]}\right]}{\sqrt{2 * \pi * mH20 * k * TH20[i]}} * (1 + 210), \{TH20[i], 1\}]$$

],

(* Przypisanie wynikow temperatury do tablicy TempH2O,
   ktora zawiera obliczone temperatury *)

For[i = 1, i < (stalaN + 1), i++, Print[TempH2O[[i]] = TH20[i] /. rozwiazanie[[i]]]]
```

```

(* Wyznaczenie granicy dla wykresow H2O, gdzie przy odleglosci
przekraczajacej ~ 5 AU ze wzgledu na szacowany zasieg sublimacji H2O*)

(* w tablicy dTab *)

(* W petli for dopoki wartosc bedzie
mniejsza od 5 to wartosc indeksu bedzie przypisywana*)

For[i = 1, i < (stalaN + 1), i++, If[ dTab[[i]] < 5, granica5 = i]]

(* Tworzenie wykresu TempH2O *)

(* Wykres zaleznosci TempH2O od dTab, korzystano tutaj ze zmiennej granica5 *)

ListPlot[Table[{dTab[[i]], TempH2O[[i]]}, {i, 1, granica5 + 1}],
Joined → True, Frame → True, PlotStyle → Black,
FrameLabel → {StyleForm["d[AU]", FontSize → 14], StyleForm["T[K]", FontSize → 14] },
PlotLabel → "Zaleznosc temperatury od odleglosci dla H2O"]

(* obliczenie predkosci dla H2O *)

predkosch20 = Array[0, stalaN];

For[i = 1, i < (stalaN + 1), i++, Print[predkosch20[[i]] = Sqrt[ $\frac{k * TempH2O[[i]]}{mH2O * 2 * \pi}$ ]]]

(* Rysowanie wykresu *)

(* Wykres przedstawiajacy zaleznosc predkosci od odleglosci *)

ListPlot[Table[{dTab[[i]], predkosch20[[i]]}, {i, 1, stalaN}],
Joined → True, Frame → True, FrameLabel → {StyleForm["d[AU]", FontSize → 14],
StyleForm["v [ $\frac{m}{s}$ ]", FontSize → 14] }, PlotStyle → Black,
PlotLabel → "Zaleznosc predkosci wyrzucanych czestek od odleglosci dla H2O"]

(* Obliczenie tempa sublimacji dla H2O *)

(* Definicja tablicy wypelnionej
zerami w ktorej przechowywane beda wyniki obliczen *)

(* tempa sublimacji dla H2O *)

ZH20 = Array[0, stalaN];

(* W petli for za dla kazdej odleglosci i odpowiadajacej
jej temperatury H2O zostaje obliczone tempo sublimacji *)

For[i = 1, i < (stalaN + 1), i++, Print[ZH20[[i]] =  $\frac{aH20 * Exp[-\frac{bH20}{TempH20[[i]]}]}{\sqrt{2 * \pi * mH2O * k * TempH20[[i]]}}$ ]]]

```

(* Utworzenie listy wynikow tempa sublimacji dla H2O w skali logarytmicznej *)

```
ListPlot[Table[{dTab[[i]], Log[ZH2O[[i]]}], {i, 1, stalaN}],
  Joined → True, Frame → True, FrameLabel → {StyleForm["d[AU]", FontSize → 14],
    StyleForm["fl [ $\frac{\text{molecules}}{\text{m}^2 \text{ s}}$ ]", FontSize → 14] }, PlotStyle → Black, PlotLabel →
    "Zaleznosc tempa sublimacji od odleglosci dla H2O w skali logarytmicznej"]
```

(* Narysowanie wykresu na podstawie listy wynikow *)

(* Wykres przedstawiajacy tempo sublimacji H2O w zaleznosci od odleglosci*)

```
ListPlot[Table[{dTab[[i]], ZH2O[[i]]}, {i, 1, stalaN}],
  Joined → True, Frame → True, FrameLabel →
    {StyleForm["d[AU]", FontSize → 14], StyleForm["fl [ $\frac{\text{molecules}}{\text{m}^2 \text{ s}}$ ]", FontSize → 14] },
  PlotStyle → Black, PlotLabel → "Zaleznosc tempa sublimacji od odleglosci dla H2O"]
```

(* Umieszczenie wyników w tabelach za pomoc,, funkcji TableForm *)

(* Wyniki dla temperatur *)

```
TableForm[{{SetPrecision[dTab, 3], SetPrecision[TempH2O, 5],
  SetPrecision[TempCO2, 4], SetPrecision[TempCO, 4]}},
  TableHeadings → {None, {"d[AU]", " $\frac{T[K]}{H2O}$ ", " $\frac{T[K]}{CO2}$ ", " $\frac{T[K]}{CO}$ "}}}]
```

(* Wyniki dla predkosci *)

```
TableForm[{{SetPrecision[dTab, 2], SetPrecision[predkoscH2O, 5],
  SetPrecision[predkoscCO2, 4], SetPrecision[predkoscCO, 4]}},
  TableHeadings → {None, {"d[AU]", " $\frac{v[\frac{m}{s}]}{H2O}$ ", " $\frac{v[\frac{m}{s}]}{CO2}$ ", " $\frac{v[\frac{m}{s}]}{CO}$ "}}}]
```

(*Wyniki dla tempa sublimacji*)

```
TableForm[{{SetPrecision[dTab, 2],
  SetPrecision[ZH2O, 4], SetPrecision[ZCO2, 4], SetPrecision[ZCO, 4]}},
  TableHeadings → {None, {"d[AU]", " $\frac{Z[\frac{\text{molecules}}{\text{m}^2 \text{ s}}]}{H2O}$ ", " $\frac{Z[\frac{\text{molecules}}{\text{m}^2 \text{ s}}]}{CO2}$ ", " $\frac{Z[\frac{\text{molecules}}{\text{m}^2 \text{ s}}]}{CO}$ "}}}]
```

Drugi algorytm dotyczy zjawiska emisji materii kometarnej z powierzchni jądra komety. Został on opracowany na podstawie danych znajdujących się w tabeli 13, 14 oraz modelu przedstawionego w rozdziale (3.1).

```
(* Przedstawiony program bedzie bazowal na
   wartosciach obliczonych w pierwszym przedstawionym algorytmie *)

(* Obliczenie a_max dla H2O, dla gestoci ziarna rownej 1000 kg/m^3 *)

(* Definicja tablicy aMaxH2O w ktorej
   przechowywane beda wyniki obliczen rozmiarow czastek *)

aMaxH2O = Array[0, iloscPelnychPunktow];

(* Obliczenia przeprowadzone w petli for *)

For[i = 1, i < (iloscPelnychPunktow + 1), i++, Print[aMaxH2O[[i]] =
  ((9 * ZH2O[[i]] * mH2O * predkoscH2O[[i]] * Cd) / (32 * pi * G * R * ro * roGr)) * 100]]

(*Obliczenie a_max dla CO2*)

aMaxCO2 = Array[0, iloscPelnychPunktow];

For[i = 1, i < (iloscPelnychPunktow + 1), i++, Print[aMaxCO2[[i]] =
  ((9 * ZCO2[[i]] * mCO2 * predkoscCO2[[i]] * Cd) / (32 * pi * G * R * ro * roGr)) * 100]]

(* Obliczenie a_max dla CO *)

aMaxCO = Array[0, iloscPelnychPunktow];

For[i = 1, i < (iloscPelnychPunktow + 1), i++,
  Print[aMaxCO[[i]] =
    ((9 * ZCO[[i]] * mCO * predkoscCO[[i]] * Cd) / (32 * pi * G * R * ro * roGr)) * 100]]
```

```

(* Zestawienie wykresow zaleznosci a_max od gestosci dla H2O, CO2 i CO *)
(* Wykonanie wykresow za pomoca petli for *)
For[i = 1, i < (iloscPelnychPunktow + 1), i++,
  aMax2H2O[roGr_] :=
    ((9 * ZH20[i] * mH20 * predkoscH20[i] * Cd) / (32 * π * G * R * ro * roGr));
  aMax2CO2[roGr_] := ((9 * ZCO2[i] * mCO2 * predkoscCO2[i] * Cd) /
    (32 * π * G * R * ro * roGr));
  aMax2CO[roGr_] := ((9 * ZCO[i] * mCO * predkoscCO[i] * Cd) / (32 * π * G * R * ro * roGr));
  Print[Plot[{aMax2H2O[r2], aMax2CO2[r2], aMax2CO[r2]},
    {r2, 100, 2000}, PlotLegends → {"H2O", "CO2", "CO"}, Frame → True,
    PlotStyle → {{Black}, {Black, Dashed}, {Black, Dotted}}, FrameLabel →
      {StyleForm["ρgr [ $\frac{kg}{m^3}$ ]", FontSize → 14], StyleForm["amax [m]", FontSize → 14]},
    PlotLabel → "amax od gęstości dla H2O, CO2 i CO dla d = " + StaleOdl[i],
    PlotRange → Automatic]]]

(* Obliczenie a_max dla H2O przy okresie z rotacją jądra np. P = 10 h,
  a pozostałe parametry są analogiczne *)
aMaxObrH2O = Array[0, iloscPelnychPunktow];
For[i = 1, i < (iloscPelnychPunktow + 1), i++,
  Print[aMaxObrH2O[i] = ((9 * ZH20[i] * mH20 * predkoscH20[i] * Cd) /
    ((32 * π * G * R * ro * roGr) * (1 - (3 * π * (Cos[θ])2 / (G * ro * pSekundy2)))))) * 100]]

(* Obliczenie a_max dla CO2 przy okresie obrotu P =
  10 h w funkcji gęstości ziarna *)
(* Obliczenia przeprowadzane w analogiczny sposób jak dla H2O *)
aMaxObrCO2 = Array[0, iloscPelnychPunktow];
For[i = 1, i < (iloscPelnychPunktow + 1), i++,
  Print[aMaxObrCO2[i] = ((9 * ZCO2[i] * mCO2 * predkoscCO2[i] * Cd) /
    ((32 * π * G * R * ro * roGr) * (1 - (3 * π * (Cos[θ])2 / (G * ro * pSekundy2)))))) * 100]]

(* Obliczenie a_max dla CO przy okresie obrotu P =
  10 h dla gęstości ziarna = 1000 *)
(* Obliczenia przeprowadzane w analogiczny sposób jak dla H2O *)
aMaxObrCO = Array[0, iloscPelnychPunktow];
For[i = 1, i < (iloscPelnychPunktow + 1), i++,
  Print[aMaxObrCO[i] = ((9 * ZCO[i] * mCO * predkoscCO[i] * Cd) /
    ((32 * π * G * R * ro * roGr) * (1 - (3 * π * (Cos[θ])2 / (G * ro * pSekundy2)))))) * 100]]

```

(* Wykres zaleznosci a_max od gestosci ziarna dla H2O,
C02 i C0 przy okresie np. P = 10 h *)

For[i = 1, i < (iloscPelnychPunktow + 1), i++,

aMaxObr2H2O[roGr_] :=
$$\left((9 * ZH2O[[i]] * mH2O * predkoscH2O[[i]] * Cd) / \right.$$

$$\left. \left((32 * \pi * G * R * ro * roGr) * \left(1 - \left(\frac{3 * \pi * (\cos[\theta])^2}{G * ro * pSekundy^2} \right) \right) \right) \right);$$

aMaxObr2C02[roGr_] :=
$$\left((9 * ZC02[[i]] * mC02 * predkoscC02[[i]] * Cd) / \right.$$

$$\left. \left((32 * \pi * G * R * ro * roGr) * \left(1 - \left(\frac{3 * \pi * (\cos[\theta])^2}{G * ro * pSekundy^2} \right) \right) \right) \right);$$

aMaxObr2C0[roGr_] :=
$$\left((9 * ZC0[[i]] * mC0 * predkoscC0[[i]] * Cd) / \right.$$

$$\left. \left((32 * \pi * G * R * ro * roGr) * \left(1 - \left(\frac{3 * \pi * (\cos[\theta])^2}{G * ro * pSekundy^2} \right) \right) \right) \right);$$

Print[Plot[{aMaxObr2H2O[r2], aMaxObr2C02[r2], aMaxObr2C0[r2]},
{r2, 100, 2000}, PlotLegends → {"H2O", "C02", "C0"}, Frame → True,
PlotStyle → {{Black}, {Black, Dashed}, {Black, Dotted}}, FrameLabel →
{StyleForm[" $\rho_{gr} [\frac{kg}{m^3}]$ ", FontSize → 14], StyleForm["a_max [m]", FontSize → 14]},
PlotLabel → "amax od gEsto ci dla H2O, C02 i C0 dla P = 10 h i dla d = " +
StaleOdl[[i]], PlotRange → Automatic]]]

(* Przedstawienie wyników w tabelach *)

(* Wyniki a_max dla okresu P d, i cego
do nieskonczono ci (P → ∞ - jadro nierotuje) *)

TableForm[{{SetPrecision[StaleOdl, 2], SetPrecision[aMaxH2O, 5],
SetPrecision[aMaxC02, 5], SetPrecision[aMaxC0, 5]}},
TableHeadings → {None, {"d[AU]", " $\frac{a_{max} [cm]}{H2O}$ ", " $\frac{a_{max} [cm]}{C02}$ ", " $\frac{a_{max} [cm]}{C0}$ "}}]

(* Wyniki dla a_max z okresem np. P=10 h *)

TableForm[{{SetPrecision[StaleOdl, 2], SetPrecision[aMaxObrH2O, 5],
SetPrecision[aMaxObrC02, 5], SetPrecision[aMaxObrC0, 5]}},
TableHeadings → {None, {"d[AU]", " $\frac{a_{max} [cm]}{H2O}$ ", " $\frac{a_{max} [cm]}{C02}$ ", " $\frac{a_{max} [cm]}{C0}$ "}}]

W przypadku emisji materii z spłaszczonej i wydłużonej elipsy kod programu jest niemalże taki sam jak powyżej, tylko zmienia się wzór na maksymalny promień cząstki unoszonej z powierzchni jądra komety, który zgodny jest z modelem przedstawionym w rozdziale (3.2) i (3.3).

W kolejnym kroku został przedstawiony algorytm, który wyznacza współczynniki rozproszenia na podstawie teorii Mie.

```

n1 = 1;
n2 = 1.31;
k1 = 0 * 10^-2;
k2 = 1 * 10^(-8);
λ0 = 0.501518 * 10^-6;
(*r = 5 * 10^-6; *)

m1 = n1 + I k1;
m2 = n2 + I k2;

mRe1 = (n2 + I k2) / (n1 + I k1); λ1 = λ0 / (n1 + I k1);
λ2 = λ0 / (n2 + I k2); K0 = (2 π) / λ0;
K1 = (2 π) / λ1; K2 = (2 π) / λ2;

q[a_] := K0 a
q1[a_] := K1 a
q2[a_] := K2 a

Print["The size parameter is ", q[r] // N]
Print["The external size parameter is ", q1[r] // N]
Print["The internal size parameter is ", q2[r] // N]

Largest[a_] = Max[q[a], Abs[q1[a]], Abs[q2[a]]]
LastTerm[a_] = Ceiling[Abs[Largest[a] + 4.05 (Largest[a])^(1/3) + 2]]
Print["The series termination value is ", LastTerm[r], "."]

φ_* := φ /. Complex[u_, v_] → Complex[u, -v]
```

```

ψ[l_, ρ_] := ρ √(π/(2 ρ)) BesselJ[1 + 1/2, ρ]
ψPrime[l_, ρ_] := Evaluate[D[ψ[l, ρ], ρ]];
ξ[l_, ρ_] := ψ[l, ρ] + I ρ √(π/(2 ρ)) BesselY[1 + 1/2, ρ];
ξPrime[l_, ρ_] := Evaluate[D[ξ[l, ρ], ρ]];
pi[i_, θ_] := LegendreP[i, 1, Cos[θ]]/Sin[θ];
τ[i_, θ_] := D[LegendreP[i, 1, Cos[θ]], θ];
TableForm[N[Table[{ψ[l, q[r]], ψPrime[l, q[r]], ξ[l, q[r]], ξPrime[l, q[r]]}, {l, 1, 5}], 6],
  TableHeadings → {Automatic, {"ψ[l, q]", "ψ'[l, q]", "ξ[l, q]", "ξ'[l, q]"}}]
TableForm[N[Table[{ψ[l, q1[r]], ψPrime[l, q1[r]], ξ[l, q1[r]], ξPrime[l, q1[r]]}, {l, 1, 5}], 6],
  TableHeadings → {Automatic, {"ψ[l, q1]", "ψ'[l, q1]", "ξ[l, q1]", "ξ'[l, q1]"}}]
TableForm[N[Table[{ψ[l, q2[r]], ψPrime[l, q2[r]], ξ[l, q2[r]], ξPrime[l, q2[r]]}, {l, 1, 5}], 6],
  TableHeadings → {Automatic, {"ψ[l, q2]", "ψ'[l, q2]", "ξ[l, q2]", "ξ'[l, q2]"}}]
an[l_, a_] := Evaluate[(m2 ψPrime[l, q1[a]] ψ[l, q2[a]] - m1 ψ[l, q1[a]] ψPrime[l, q2[a]])/
  (m2 ξPrime[l, q1[a]] ψ[l, q2[a]] - m1 ξ[l, q1[a]] ψPrime[l, q2[a]])]
bn[l_, a_] := Evaluate[(m2 ψ[l, q1[a]] ψPrime[l, q2[a]] - m1 ψPrime[l, q1[a]] ψ[l, q2[a]])/
  (m2 ξ[l, q1[a]] ψPrime[l, q2[a]] - m1 ξPrime[l, q1[a]] ψ[l, q2[a]])]
cn[l_, a_] := Evaluate[(m2 ξ[l, q1[a]] ψPrime[l, q1[a]] - m2 ξPrime[l, q1[a]] ψ[l, q1[a]])/
  (m2 ξ[l, q1[a]] ψPrime[l, q2[a]] - m1 ξPrime[l, q1[a]] ψ[l, q2[a]])]
dn[l_, a_] := Evaluate[(m2 ξPrime[l, q1[a]] ψ[l, q1[a]] - m2 ξ[l, q1[a]] ψPrime[l, q1[a]])/
  (m2 ξPrime[l, q1[a]] ψ[l, q2[a]] - m1 ξ[l, q1[a]] ψPrime[l, q2[a]])]
TableForm[N[Table[{an[l, r], bn[l, r], cn[l, r], dn[l, r]}, {l, 1, 5}],
  TableHeadings → {Automatic, {"an[l]", "bn[l]", "cn[l]", "dn[l]"}}]
A[l_, a_] :=
  1/K2 ((Abs[cn[l, a]])^2 ψ[l, q2[a]] ψPrime[l, q2[a]]* - (Abs[dn[l, a]])^2 ψPrime[l, q2[a]] ψ[l, q2[a]]*)
B[l_, a_] :=
  1/K1 ((Abs[an[l, a]])^2 ξPrime[l, q1[a]] ξ[l, q1[a]]* - (Abs[bn[l, a]])^2 ξ[l, q1[a]] ξPrime[l, q1[a]]*)
TableForm[N[Table[{A[l, r], B[l, r]}, {l, 1, 5}], TableHeadings → {Automatic, {"A[l]", "B[l]"}}]

ILimit[a_] = Limit[(λ0)^2/(8 π (k)^2) * n1/(2 (3*10^8)) * (1 + (4 π a k/λ0 - 1) Exp[4 π a k/λ0]), k → 0]
f[a_] = If[k1 ≠ 0, N[(λ0)^2/(8 π (k1)^2) * n1/(2 (3*10^8)) * (1 + (4 π a k1/λ0 - 1) Exp[4 π a k1/λ0])], ILimit[a]]

```

```

CScat[a_] :=  $\frac{\pi a^2}{f[a]} * \frac{\pi \lambda_0}{2 \pi (3 * 10^8)} \sum_{l=1}^{\text{LastTerm}[a]} (2 l + 1) \text{Im}[B[l, a]]$ 
CAbs[a_] :=  $\frac{\pi a^2}{f[a]} * \frac{\pi \lambda_0}{2 \pi (3 * 10^8)} \sum_{l=1}^{\text{LastTerm}[a]} (2 l + 1) \text{Im}[A[l, a]]$ 
CExt[a_] :=  $\frac{\pi a^2}{f[a]} * \frac{\pi \lambda_0}{2 \pi (3 * 10^8)} \sum_{l=1}^{\text{LastTerm}[a]} (2 l + 1) \text{Im}[A[l, a] + B[l, a]]$ 

Print["CScat = ", CScat[r] // N, " μm2",
      "\nCAbs = ", CAbs[r] // N, " μm2",
      "\nCExt = ", CExt[r] // N, " μm2"]

QScat[a_] :=  $\frac{\text{CScat}[a]}{\pi a^2}$ 
QAbs[a_] :=  $\frac{\text{CAbs}[a]}{\pi a^2}$ 
QExt[a_] :=  $\frac{\text{CExt}[a]}{\pi a^2}$ 

Print["QScat = ", QScat[r] // N, "\nQAbs = ", QAbs[r] // N, "\nQExt = ", QExt[r] // N]

(* wyznaczenie wartosci dla Q_SCA *)

lw = {};

For[r = 1 * 10^(-8), r ≤ 10 * 10^(-6), r += 1 * 10^(-8), Print[r]; AppendTo[lw, {N[r], QScat[r]}];
Print[lw]]
ListPlot[lw, PlotJoined → True, PlotRange → All, Frame → True,
  FrameLabel → {StyleForm["a [ m ]", FontSize → 16], StyleForm["QSCAT [-]", FontSize → 16]},
  TextStyle → {FontFamily → "Times", FontSize → 16}, PlotRange → All]
MatrixForm[lw]

```

Następnym przykładem programu będzie aplikacja, która oblicza skok jasności komety. Dane, które są wymagane pochodzą z tabeli 13 i 14.

```
<< Graphics'Legend'      (* tworzenie legendy na wykresie *)

(* program oblicza skok jasnosnosci komety H2O + CO *)

(* stale dane podstawowe do programu *)

k := 1.38 * 10^(-23)          (* stala Boltzmana *)
pi := 3.141592653589793238462643 (*liczba "pi"*)
asr := 2.45243 * 10^(-6)      (* sredni promieæ cz„stki *)
A := 0.04                     (* albedo jadra komety *)
Qsca := 1.99                  (* wspol. rozpr. z teorii Mie *)
ro := 400                     (* gestosc jadra komety *)
mH2O := 18 * 1.67 * 10^(-27)  (* masa dla H2O z przel. *)
mCO := 28 * 1.67 * 10^(-27)
Rg := 1 * 10^8                (* prom. glowy k. w fazie spok. *)
Rgbis := 1 * 10^8             (* prom. glowy k. w fazie wyb. *)
AH2O := 356 * 10^10           (* wspolcznik A dla H2O *)
BH2O := 6141.667              (* wspolcznik B dla H2O *)
ACO := 1263000000             (* wspolcznik A dla CO *)
BCO := 764.16                 (* wspolcznik B dla CO *)
RN := 1000                    (* promien jadra komety *)
kapa := 1                     (* stosunek pyłu do gazu *)
TH2O := 169.0439074552146'
(* temp. dla H2O obl. z bilansu np. dla d=1 AU *)
TCO := 27.544721603655123     (* temp. dla CO obl. z bilansu np. dla d=1 AU *)
S := 1000                     (* pow. w m^2 *)

eta := 0.001
eta1 := 0.005
eta2 := 0.01
eta3 := 0.05
etabis := eta + S / 4 * pi * RN^2
etabis1 := eta1 + S / 4 * pi * RN^2
etabis2 := eta2 + S / 4 * pi * RN^2
etabis3 := eta3 + S / 4 * pi * RN^2
```

(* obliczenia pomocnicze *)

$$p_{\text{stH2O}} := A_{\text{H2O}} \cdot \text{Exp}\left[-\frac{B_{\text{H2O}}}{T_{\text{H2O}}}\right] \quad (* \text{ cis. pary dla H2O } *)$$

$$p_{\text{stCO2}} := A_{\text{CO}} \cdot \text{Exp}\left[-\frac{B_{\text{CO}}}{T_{\text{CO}}}\right] \quad (* \text{ cis. pary dla CO } *)$$

$$Z_{\text{H2O}} := \frac{A_{\text{H2O}} \cdot \text{Exp}\left[-\frac{B_{\text{H2O}}}{T_{\text{H2O}}}\right]}{\sqrt{2 \cdot \pi \cdot m_{\text{H2O}} \cdot k \cdot T_{\text{H2O}}}} \quad (* \text{ tempo sublimacji dla H2O } *)$$

$$Z_{\text{CO}} := \frac{A_{\text{CO}} \cdot \text{Exp}\left[-\frac{B_{\text{CO}}}{T_{\text{CO}}}\right]}{\sqrt{2 \cdot \pi \cdot m_{\text{CO}} \cdot k \cdot T_{\text{CO}}}} \quad (* \text{ tempo sublimacji dla CO } *)$$

$$S_N := \pi \cdot R_N^2 \quad (* \text{ pow. jadra } *)$$

$$V_{\text{H2O}} := \sqrt{\frac{k \cdot T_{\text{H2O}}}{2 \cdot \pi \cdot m_{\text{H2O}}}} \quad (* \text{ predkosć czasteczek H2O} *)$$

$$V_{\text{CO}} := \sqrt{\frac{k \cdot T_{\text{CO}}}{2 \cdot \pi \cdot m_{\text{CO}}}} \quad (* \text{ predkosć czasteczek CO} *)$$

(* wyznaczenie zmiany jasności z równania *)

$$d_{\text{m1}} := -2.5 \cdot \text{Log}\left[10, \frac{1 + \frac{3 \cdot \kappa_{\text{a}} \cdot \eta_{\text{a}} \cdot Z_{\text{H2O}} \cdot m_{\text{H2O}} \cdot R_{\text{gbis}} \cdot Q_{\text{sca}}}{r_0 \cdot V_{\text{H2O}} \cdot a_{\text{sr}} \cdot A} + \frac{3 \cdot \text{Mej} \cdot Q_{\text{sca}}}{4 \cdot r_0 \cdot S_N \cdot a_{\text{sr}} \cdot A}}{1 + \frac{3 \cdot \kappa_{\text{a}} \cdot \eta_{\text{a}} \cdot Z_{\text{H2O}} \cdot m_{\text{H2O}} \cdot R_{\text{g}} \cdot Q_{\text{sca}}}{r_0 \cdot V_{\text{H2O}} \cdot a_{\text{sr}} \cdot A}}\right]$$

(* tworzenie listy wyników *)

lw = {};

For[Mej = 0, Mej ≤ 10⁴, Mej += 500, Print[Mej];

AppendTo[lw, {Mej, -2.5 Log[10, $\frac{1 + \frac{3 \cdot \kappa_{\text{a}} \cdot \eta_{\text{a}} \cdot Z_{\text{H2O}} \cdot m_{\text{H2O}} \cdot R_{\text{gbis}} \cdot Q_{\text{sca}}}{r_0 \cdot V_{\text{H2O}} \cdot a_{\text{sr}} \cdot A} + \frac{3 \cdot \text{Mej} \cdot Q_{\text{sca}}}{4 \cdot r_0 \cdot S_N \cdot a_{\text{sr}} \cdot A}}{1 + \frac{3 \cdot \kappa_{\text{a}} \cdot \eta_{\text{a}} \cdot Z_{\text{H2O}} \cdot m_{\text{H2O}} \cdot R_{\text{g}} \cdot Q_{\text{sca}}}{r_0 \cdot V_{\text{H2O}} \cdot a_{\text{sr}} \cdot A}}$]}]; Print[lw]

Lista publikacji

Prace naukowe

1. Gronkowski, P., **Wesołowski, M.**, 2012, Collisions of comets and meteoroids: The post Stardust-NExT discussion, *Astronomische Nachrichten*, Vol. 333, Issue 8, pp. 721 - 726.
2. Gronkowski P., **Wesołowski M.**, 2015, The influence of the nucleus shape on the maximum size of grains ejected from a comet by gentle sublimation and jet-like features, *Astronomische Nachrichten*, vol. 336, Iss.4, pp. 362 - 369.
3. Gronkowski P., **Wesołowski M.**, 2015, A model of cometary outburst: a new simple approach to the classical question, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 451, Issue 3, pp. 3068 - 3077.
4. Gronkowski P., **Wesołowski M.**, 2016, A review of cometary outbursts at large heliocentric distances, *Earth Moon and Planets*, vol. 119, Issue 1, pp. 23 - 33.

Inne prace recenzowane

1. Gronkowski P., **Wesołowski M.**, 2014, Two mechanisms of the ejection of meteoroids from comets, *Międzynarodowa Konferencja Naukowa Meteoroids 2013*, 26.08 - 30.08.2013 r., Poznań, Poland.
2. Gronkowski P., **Wesołowski M.**, 2015, Komety - kosmiczne koty, cz. I, *Foton* nr 130 jesień 2015, str. 8 - 14, wyd. Instytutu Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego w Krakowie.
3. Gronkowski P., **Wesołowski M.**, 2015, Komety - kosmiczne koty, cz. II, *Foton* nr 131 zima 2015, str.4 - 14, wyd. Instytutu Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego w Krakowie.

Prace popularno - naukowe

1. Gronkowski, P., **Wesołowski, M.**, 2012, Od planet do galaktyk czyli astronomia w pigułce, Fizyka w Szkole z Astronomią, nr 5, str. 23 - 29.
2. Gronkowski, P., **Wesołowski, M.**, 2012, Zadania z astronomii dla uczniów szkół ponadgimnazjalnych - Układ Słoneczny cz. I, Fizyka w Szkole z Astronomią, nr 6, str. 46 - 48.
3. Gronkowski, P., **Wesołowski, M.**, 2013, Zadania z astronomii dla uczniów szkół ponadgimnazjalnych - Układ Słoneczny cz. II, Fizyka w Szkole z Astronomią, nr 1, str. 46 - 48.
4. Gronkowski, P., **Wesołowski, M.**, 2013, Zadania z astronomii dla uczniów szkół ponadgimnazjalnych: Gwiazdy, Fizyka w Szkole z Astronomią, nr 2, str. 47 - 50.
5. Gronkowski, P., **Wesołowski, M.**, 2013, Zadania z astronomii dla uczniów szkół ponadgimnazjalnych: Galaktyki i elementy kosmologii, Fizyka w Szkole z Astronomią, nr 3, str. 45 - 48.
6. Gronkowski, P., **Wesołowski, M.**, 2013, Zadania z astronomii dla uczniów szkół ponadgimnazjalnych: Podsumowanie, Fizyka w Szkole z Astronomią, nr 4, str. 43 - 48.
7. Gronkowski, P., **Wesołowski, M.**, 2013, Zadania z astronomii dla uczniów szkół ponadgimnazjalnych: Podsumowanie - cd., Fizyka w Szkole z Astronomią, nr 6, str. 44 - 50.
8. Gronkowski, P., **Wesołowski, M.**, 2013, Tajemnica Gwiazdy Betlejmskiej okiem astronoma, Fizyka w Szkole z Astronomią, nr 6, str. 19 - 26.
9. Gronkowski, P., **Wesołowski, M.**, 2013, Komety zadziwiające i kapryśne, Urania - Postępy astronomii, nr 6, str. 12 - 17.
10. Gronkowski, P., **Wesołowski, M.**, 2014, Kosmiczne fontanny, Urania - Postępy astronomii, nr 1, str. 24 - 27.
11. Gronkowski, P., **Wesołowski, M.**, 2014, Podstawy astronomii sferycznej, Fizyka w Szkole z Astronomią, nr 2, str. 10 - 16.

12. Gronkowski, P., **Wesołowski, M.**, 2014, Astronomia sferyczna w przykładach, cz. I, Fizyka w Szkole z Astronomią, nr 4, str. 11 - 15.
13. Gronkowski, P., **Wesołowski, M.**, 2014, Astronomia sferyczna w przykładach, cz. II, Fizyka w Szkole z Astronomią, nr 5, str. 16 - 18.
14. Gronkowski, P., **Wesołowski, M.**, 2015, Trójkąty sferyczne, Fizyka w Szkole z Astronomią, nr 1, str. 14 - 18.
15. Gronkowski, P., **Wesołowski, M.**, 2015, Zaćmienia Słońca - fakty i mity, cz. I: Teoria, Fizyka w Szkole z Astronomią, nr 5, str. 32 - 38.
16. Gronkowski, P., **Wesołowski, M.**, 2015, Zaćmienia Słońca - fakty i mity, cz. II: Zadania, Fizyka w Szkole z Astronomią, nr 6, str. 29 - 31.
17. Gronkowski, P., **Wesołowski, M.**, 2016, Zaćmienia Księżyca, Fizyka w Szkole z Astronomią, nr 2, str. 42 - 44.
18. Gronkowski P., **Wesołowski, M.**, Wójcik, A., Niemiec, A., 2016, Emisja materii z powierzchni jąder kometarnych, Fizyka w Szkole z Astronomią, nr 3, str. 24 - 29.
19. Gronkowski, P., **Wesołowski, M.**, 2016, Zadania z astronomii. Wybór najciekawszych zadań drukowanych na łamach „Fizyki w Szkole”, Fizyka w Szkole z Astronomią, nr 1 (wydanie specjalne), str. 1 - 40.
20. Gronkowski, P., **Wesołowski, M.**, 2016, Tranzyt Merkurego - astronomiczne wydarzenie roku, Fizyka w Szkole z Astronomią, nr 5, str. 38 - 41.
21. Gronkowski, P., **Wesołowski, M.**, 2017, Księżyc w 2016 roku - dwa najciekawsze zjawiska, Fizyka w Szkole z Astronomią, nr 1, str. 32 - 35.

Literatura wykorzystana w dysertacji

- [1] A'Hearn, M. F., i inni, 2011, *Sci* 332, 1396.
- [2] Bar-Nun, A., i inni, 1985, *Icar*, 63, 317.
- [3] Bar-Nun, A., i inni, 1987, *Phys. Rev. B*, 35, 2427.
- [4] Belton, M., i inni, 2013, *Icar* 222, 540.
- [5] Belton, M., 2014a, *Icar*, 231, 168.
- [6] Belton, M., 2014b, *Icar*, 245, 87.
- [7] Bohren, C. F., Huffman, D. F., 1983, *Absorption and scattering of light by small particles*, John Wiley & Sons, Inc., New York.
- [8] Cabot, H., i inni, 1996, *Planet Space Sci.*, 44, 1015.
- [9] Capria, M. T., i inni, 2003, *AdSpR*, 2543.
- [10] Chandrasekhar, S., 1969, *Ellipsoidal Figures of Equilibrium*, Yale University Press, New Haven.
- [11] Combi, M. R., i inni, 2012, *ApJ* 749, 29.
- [12] Crifo, J. F., i inni 2005, *Icar*, 176, 192.
- [13] Davidsson, B. J. R., Skorov, Y. V., 2002a, *Icar*, 156, 223.
- [14] Davidsson, B. J. R., Skorov, Y. V., 2002b, *Icar*, 159, 239.
- [15] Duncan, M, i inni, 2004, in Festou M.C., Keller H. U., Weaver H.A., eds, *Comets II, Dynamical evolution of ecliptic comets*, Univ. of Arizona Press, p.193.
- [16] Enzian, A., i inni 1997, *A&A*, 319, 995.
- [17] Fanale, F. P., Salvail, J. R., 1984, *Icar*, 60, 476.
- [18] Fanale, F. P., Salvail, J. R., 1990, *Icar*, 84, 404.
- [19] Farnham, T. L., i inni, 2011 42nd LPSC, Abstract 2160.
- [20] Feaga, L. M., 2011, 42nd LPSC, Abstract 2461.
- [21] Filonenko, V. S., Churyumov, K. I., 2006, *AdSpR*, 38, 1940.
- [22] Florides, P. S., Spyrou, N. K., 1993, *ApJ*, 419, 541.
- [23] Florides, P. S., Spyrou, N. K., 2000, *A&A*, 361, 53.

- [24] Fougere, N., i inni, 2012, Icar 221, 174.
- [28] Fougere, N., i inni, 2013, Icar 225, 688.
- [26] Fougere, N., i inni, 2014, AGU Fall Meeting 2014, pp. P41C-3930.
- [27] Greenberg, J. M., Hage J.I., 1990, ApJ, 361, 260.
- [28] Gronkowski, P., i inni 2011, AN 332, 785.
- [29] Gronkowski, P., 2014, AN, 335, 124.
- [30] Gronkowski, P., & Wesołowski, M. 2014, in: Jopek, T. J., Rietmeijer, F., Watanabe, J., Williams, I. P. (eds.), *Meteoroids 2013*, Poznań University, Poznań, Poland, p. 267, (Two mechanism of the ejection of meteoroids from comets).
- [31] Gronkowski, P., Wesołowski, M., 2015, AN, 336, 362.
- [32] Gronkowski, P., Wesołowski, M., 2015, MNRAS, 451, 3068.
- [33] Gronkowski, P., Wesołowski, M., 2017, AN, (praca została przyjęta do druku).
- [34] Groussin, O., Lamy, P., Jorda, L., 2004, A&A, 419, 375.
- [35] Grudzińska, S., 1980, Acta Astron., 30, 367.
- [36] Gunnarsson, M., 2003, A&A, 398, 353.
- [37] Hainaut, O., Smette, A., 1991, IAU Circular No. 5189.
- [38] Hermalyn, B., i inni, 2011, 42nd LPSC, Abstract 2676.
- [39] Hughes, D. W., 1990, QJRAS, 31, 69.
- [40] Hulst, H. C., 1981, Light scattering by small particles, Dover Publications, New York.
- [41] Intrilligator, D. S., Dreyer M., 1991, Nature, 407.
- [42] Ipatov, S. I., A'Hearn F., 2011, MNRAS, 414, 76.
- [43] Ipatov, S. I., 2012, MNRAS, 423, 3474.
- [44] Ivanova, O. V. i inni, 2011, Icar, 211, 559.
- [45] Ivanova, O. V., i inni, 2012, SoSyR, 46, 313.
- [46] Jewitt, D., 1990, ApJ, 351, 227.
- [47] Jones, J., 1995, MNRAS, 275, 773.
- [48] Keller, H. U., 1990, Phys. and Chem. of Comets, Berlin, p. 21.

- [49] Kowal, C., 1977, IAUC 3129, 1.
- [50] Kossacki, K. J., Szutowicz, S., 2011, *Icar*, 212, 847.
- [51] Kossacki, K. J., Szutowicz, S., 2013, *Icar*, 225, 111.
- [52] Kouchi, A., Sirono, S., 2001, *Geophysical Research Letters*, 28, 827.
- [53] Levison, H., Duncan, M., 1994, *Icar*, 108, 18.
- [54] Marboeuf, U., i inni, 2012, *A&A* 542, A82.
- [55] Meech, K., i inni, 2009, *Icar*, 201, 719.
- [56] Meech, K., i inni, 2005, *Sci*, 310, 265.
- [57] Molina, A., 2010, *Revista Mexicana Astron. Astrofis.*, 46, 323.
- [58] Molina, A., Moreno, F., 2011, *ApJ*, 141, 148.
- [59] Newburn jr. R. L., Spinrad H., 1985, *AJ*, 90, 2591.
- [60] Prialnik, D., 1991, *ApJ*, 388, 196.
- [61] Prialnik, D., Bar-Nun, A., 1992, *A&A*, 258, L9.
- [62] Prialnik, D., i inni, 2008, *SSRv*, 138, 147.
- [63] Reach, W. T., i inni, 2010, *Icar*, 208, 276.
- [64] Rettig, T. W., i inni, 1992, *ApJ*, 398, 293.
- [65] Richardson, J. E., inni, 2007, *Icar* 190, 357.
- [66] Rickman, H., Fernández, J. A., 1986, *ESA SP-249*, 185.
- [67] Richter, N. B., 1954, *AN*, 281, 241.
- [68] Rosenberg, E. D., Prialnik, D., 2010, *Icar*, 209, 753.
- [69] Rubin, M., i inni, 2011, *Icar*, 213, 655.
- [70] Sandford, S. A., Allamandola, L. J., 1990, *Icar*, 87, 188.
- [71] Sekanina, Z., 1972, *Aster., Comets, IAU*, No. 22, Nice, France.
- [72] Schmitt, B., i inni 1989, *ESASP*, 302, 65.
- [73] Schultz, P. H., i inni, 2011, 42nd LPSC, Abstract 2382.
- [74] Smoluchowski, R., 1981, *ApJ*, 244, L31.
- [75] Sunshine, J. M., i inni, 2011, 42nd LPSC, Abstract 2292.
- [76] Tancredi, G., i inni, 1994, *A&A*, 286, 659.
- [77] Tenishev, V. M., Combi M. R., Rubin M., 2011, *ApJ*, 732, 104.
- [78] Trigo-Rodriguez, J. M., i inni 2008, *A&A*, 485, 599.

- [79] Trigo-Rodriguez, J. M., i inni 2010, MNRAS, 409, 1682.
- [80] West, R. M., 1991, A&A, 241, 635.
- [81] Whipple, F. L., 1980, AJ, 121, 750.
- [82] Whipple, F. L., 1989, AJ, 341, 1.
- [83] Whitney, C., 1955, ApJ, 122, 190.
- [84] Wriedt, T., i inni 2012, The Mie Theory - Basics and Applications, Springer Series in Optical Sciences, 169.
- [85] Yelle, R. V., i inni, 2004, Icar 167, 30.