

СТОЛКНОВЕНИЕ КОМЕТЫ ШУМЕЙКЕРОВ–ЛЕВИ 9 С ЮПИТЕРОМ

Г. А. ТИРСКИЙ

Московский физико-технический институт (государственный университет), Долгопрудный Московской обл.

COLLISION OF SHOEMAKERS–LEVI 9 COMET AND JUPITER

G. A. TIRSKIY

The qualitative and quantitative analysis of interaction of large cosmic bodies, which decompose while flying due to aerodynamic forces, with the planetary atmosphere is presented. Explosion of cosmic bodies in the planetary atmosphere is explained. The results of the study are implemented to explain the main features of the Shoemakers–Levy 9 comet interaction with Jupiter in July of 1994.

Качественно и количественно рассмотрено взаимодействие с атмосферой планеты крупных космических тел, дробящихся в полете под действием аэродинамических сил. Дано объяснение явлению взрыва космических тел в атмосфере планеты. Результаты применены для объяснения основных особенностей взаимодействия кометы Шумейкеров–Леви 9 с атмосферой Юпитера в июле 1994 года.

ВВЕДЕНИЕ

С 16 по 22 июля 1994 года самая большая планета Солнечной системы Юпитер была атакована раздробленной кометой Шумейкеров–Леви 9 (SL9). Двадцать две ледяные глыбы (с вкрапленными в них космической пылью и твердыми фрагментами) размером от нескольких сот метров до 3 км бомбардировали ежедневно планету с невидимой для Земли ее стороны со скоростью 64–65 км/с (рис. 1). Все осколки кометы проникли в атмосферу Юпитера под одним и тем же углом 45° к горизонту практически по оси юг–север планеты на 45° южной широты и приблизительно 4°–9° долготы по лимбу (от лат. *limbus* – кайма) (рис. 2). Фрагменты кометы наблюдались с Земли как светящиеся объекты, вытянувшиеся в цепочку длиной в несколько миллионов километров. На рис. 3 представлена фотография жемчужного ожерелья кометы SL9, полученная на Космическом телескопе им. Э. Хаббла (HST) в мае 1994 года. Каждый фрагмент кометы был обозначен буквой латинского алфавита. Осколок кометы А входил первым. В табл. 1 даны примерные размеры фрагментов кометы.

Комета SL9 была открыта американскими астрономами супругами Кэролайн и Юджином Шумейкер (последний погиб в 1997 году в автокатастрофе) и астрономом-любителем Дэвидом Леви 24 марта 1993 года [1]. Анализ первых астрономических наблюдений за траекторией кометы показал, что существует достаточно большая вероятность ее столкновения с Юпитером. Последующие вычисления орбиты кометы с привлечением новых данных о траектории ее движения, а также

Таблица 1

Фрагмент	A	B	C	D	E	F	G ₂	G ₁	H	K	L
Диаметр, км	1,4	1,7	2,1	1,4	2,8	2,1	0,8	4,0	3,0	3,8	3,5
Фрагмент	N	P ₂	P ₁	Q ₂	Q ₁	R	S	T	U	V	W
Диаметр, км	1,4	0,85	3,0	3,0	4,0	2,5	2,9	0,64	0,9	1,35	2,4

www.issep.rssi.ru

об орбитах отдельных фрагментов привели в ноябре 1993 года к однозначному выводу, что это событие произойдет в июле 1994 года. После этого началась широкомасштабная подготовка к наблюдению за приближающимся событием века, а может быть, и тысячелетия.

Помимо наземных наблюдений в телескопы, производимых практически всеми крупными обсерваториями мира с разных точек земного шара, слежение за кометой велось Космическим телескопом им. Э. Хаббла (с орбиты вокруг Земли), космическими аппаратами “Галилео”, “Вояджер II” и “Улисс”, ориентированными для непосредственного наблюдения мест падения. Места падения осколков на поверхность Юпитера находились относительно “Галилео” в прямой видимости (см. рис. 1), в то время как для землян они были скрыты за лимбом (см. рис. 1, 2).

Здесь уместно упомянуть историческую миссию космического зонда “Галилео”, который 7 декабря 1995 года вошел в атмосферу Юпитера, разрушился и сгорел. Измерения проводились в очень широком спектральном диапазоне — от радиоволн до рентгена, особенно в видимом, инфракрасном и ультрафиолетовом участках спектра. В итоге были получены тысячи фотоснимков и фильмов на HST в мае 1994 года. Траекторные расчеты фрагментов кометы SL9 привели к выводу, что это ожерелье было составлено из осколков большого родительского космического тела. Согласно этим расчетам (по времени “назад”), комета SL9 перед началом июля 1992 года представляла собой монолит. Затем перед пролетом вблизи Юпитера в июле 1992 года на расстоянии примерно $1,6R_J$ ($R_J = 71\,398$ км — экваториальный радиус планеты) она была разрушена приливными силами, вызванными переменным по пространству гравитационным полем Юпитера (сила тяжести планеты-гиганта в 11 раз больше, чем на Земле).

Во время пролета родительского тела (размер которого был около 10 км) вблизи Юпитера в июле 1992 года приливные силы привели его к растрескиванию и

затем к распаду на несколько крупных фрагментов, которые продолжали распадаться уже после прохода кометой перигентра (ближайшей к Юпитеру точки орбиты). Вторичная фрагментация осколков продолжалась достаточно долго, по меньшей мере вплоть до апреля 1993 года. Этот вывод следует из сопоставления наблюдений за взаимным положением фрагментов в комплексах Q1–Q2, G1–G2, P2a–P2b (см. рис. 3) с результатами траекторных расчетов. На последовательности фотографий ясно был виден процесс их взаимного отдаления. В дальнейшем под действием неоднородного по пространству гравитационного поля эти осколки вытягивались в одну линию.

Наличие комы у SL9 говорит в пользу ее кометного происхождения. В результате последовательного проникновения осколков кометы в атмосферу Юпитера планета оказалась как бы опоясанной темными пятнами — следами столкновений.

Почему же всех так привлекает событие, которое произошло так далеко от нас — на расстоянии примерно 600 млн километров? Это не только естественное любопытство человека к таким впечатляющим и редким явлениям природы, но также и потому, что столкновение, подобное этому, может произойти и с Землей с весьма печальными для нее последствиями.

Столкновение подобной кометы с Землей маловероятно: по оценкам, такое событие происходит один раз в миллион лет, широко известное Тунгусское событие — один раз в 200–300 лет, по другим оценкам — один раз в 2000–3000 лет. Но когда это случится, нам не дано знать: возможно, еще через несколько тысяч лет, возможно, что и в нынешнем столетии. Ведь комета SL9 была открыта всего за 16 месяцев до ее столкновения с Юпитером.

Столкновение подобной кометы с Землей привело бы к глобальным катастрофическим последствиям: ее кинетическая энергия, переданная атмосфере Юпитера, составляла 10^{22} – 10^{24} Дж, или $\sim 10^6$ – 10^8 мегатонн

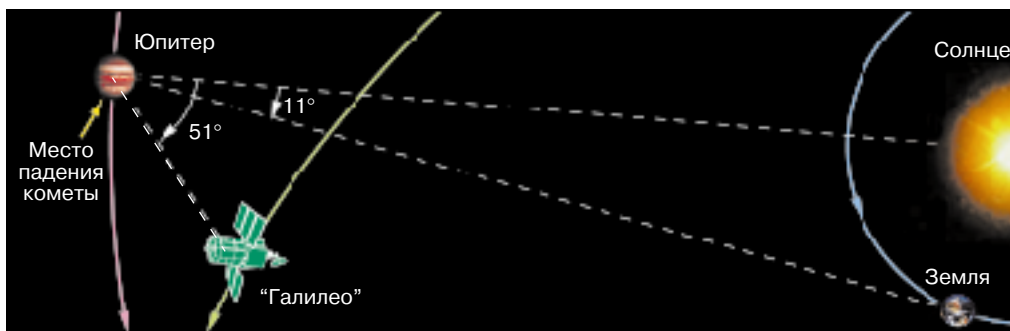


Рис. 1. Взаимное расположение Земли, Юпитера, Солнца и космического аппарата “Галилео” в конце июля 1994 года

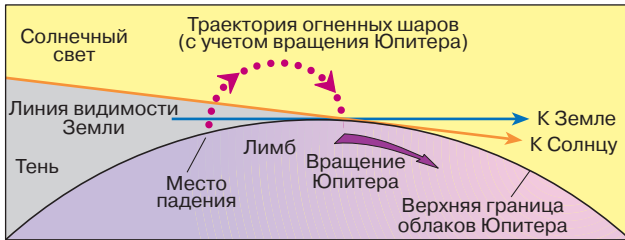


Рис. 2. Геометрия падения, вид сбоку. Падение произошло на теневой относительно Земли стороне Юпитера. Баллистические огненные шары-осколки вспыхивали за счет взрывной силы высвобождения кинетической энергии падения некоторых наиболее крупных фрагментов, которые сначала пересекли линию видимости Земли и затем вышли на солнечный свет. Через 10–30 мин осколки падали обратно в стратосферу на большой площади, производя сильное инфракрасное излучение, рассеяние осколков было видно многим наблюдателям

тритилового эквивалента. Суммарная энергия кометы SL9 в десять тысяч раз больше накопленного на Земле ядерного потенциала и примерно соответствует 250 млн бомб, сброшенных на Хиросиму. Отметим также, что энергия взрыва Тунгусского метеорита ($D \sim 30$ м, $M = 2 \times 10^6$ т, $v_e = 33$ км/с) оценивается примерно в 30–40 мегатонн тритилового эквивалента, то есть в миллион раз меньше энергии взрыва кометы SL9.

Из сказанного выше следует, что проблема взаимодействия крупных космических тел при сверхорбитальных скоростях входа в атмосферы планет и их последствия представляют фундаментальную комплексную проблему естествознания, имеющую выход в практическую деятельность человека.

В статье будет дан по необходимости краткий и полуколичественный анализ этого явления с использованием результатов [1–3] и обозначены нерешенные проблемы.

АТМОСФЕРА ЮПИТЕРА

Атмосфера Юпитера состоит примерно из 86% H_2 и 14% He [4]. Из уравнения состояния $p/\rho = RT/m$, где $m = 2,28$ – молярная масса газа, следует, что при заданном давлении и температуре плотность атмосферы Юпитера будет примерно на порядок меньше, чем атмосферы Земли. В табл. 2 приведены T , ρ и p по высоте z . Нуль высоты ($z = 0$) отнесен к уровню, где давление равно 1 атм и плотность $\rho = 0,000152$ г/см³. Самый верхний непосредственно наблюдаемый ярус облаков в атмосфере Юпитера образуется вследствие конденсации аммиака NH_3 . Ниже, в интервале высот примерно от –40 до –30 км, расположен ярус облаков из H_2O . Предполагается, что в атмосфере Юпитера могут быть также облака из водного раствора NH_3 и твердых частиц NH_4SH . Шкала высот (см. [3]), определяемая выражением $h = RT/(mg) = 0,146T$ км ($m = 2,28$ г/моль, $g = 25$ м/с²), приведена также в табл. 2.

НАПРЯЖЕННО-ДЕФОРМИРОВАННОЕ СОСТОЯНИЕ ТЕПЛОИЗОЛИРОВАННОГО (АДИАБАТИЧЕСКОГО) МЕТЕОРОИДА И ЕГО ДРОБЛЕНИЕ

Будем считать метеороид неподверженным аэродинамическому нагреванию, но испытывающим деформацию за счет торможения, то есть увеличивающегося веса в собственной системе координат за счет массовых сил инерции, которые уравниваются аэродинамическими



Рис. 3. Фотография кометы SL9, полученная на HST в мае 1994 года. Каждый фрагмент кометы обозначен буквой латинского алфавита. Фрагмент А падал на Юпитер 16 июля, а два последних фрагмента V и W – 22 июля

Таблица 2

z , км	300	200	150	100	50	0	–50	–100	–150	–200	–250	–300
T , К	160	160	160	160	128	180	295	400	519	628	737	846
$\rho \cdot 10^3$	$1,87 \cdot 10^{-7}$	$1,35 \cdot 10^{-5}$	$1,26 \cdot 10^{-4}$	$9,80 \cdot 10^{-4}$	$1,85 \cdot 10^{-2}$	0,152	0,404	0,774	1,29	1,93	2,71	3,65
p , атм	$1,09 \cdot 10^{-6}$	$7,90 \cdot 10^{-5}$	$7,34 \cdot 10^{-4}$	$5,72 \cdot 10^{-3}$	$8,86 \cdot 10^{-2}$	1,00	4,36	11,59	24,42	44,15	72,95	112,6
h , км	23	23	23	23	19	26	43	60	76	92	108	124

поверхностными силами с наветренной (обращенной в сторону движения) стороны и в итоге сдавливают метеороид. В реальных условиях эта модель, не учитывающая нагревания, хорошо описывает механическое взаимодействие с атмосферой крупных тел [5]. Действительно, толщина прогрева поверхностного слоя в зависимости от времени независимо от физико-химических процессов, протекающих на поверхности метеороида (плавления, испарения, горения, термоэрозии и т.д.), равна по порядку величины $\Delta(t) \sim \sqrt{\chi t} = 0,1 \sqrt{t}$ см, где $\chi \approx 10^{-2} \text{ см}^2/\text{с}$ – коэффициент температуропроводности каменных и ледяных метеоритов. Время воздействия аэродинамического нагрева до начала дробления составляет менее 4–5 секунд. Поэтому за время прохождения метеороидом атмосферы до начала дробления он прогревается не более чем на 2 мм (для железных метеороидов $\chi \approx 0,1 \text{ см}^2/\text{с}$, $\Delta \sim 0,3 \sqrt{t}$ см ≤ 6 мм). Другими словами, перепад температуры в 2000–3000 К в приповерхностном слое внутри метеороида ограничен тонким слоем в несколько миллиметров. Поэтому для метеороидов размером более 10 см, имеющих, как правило, неоднородную структуру, аэродинамический нагрев и как следствие – термонапряжения не могут повлиять на напряженное состояние основной его массы в момент достижения опасных инерционных механических нагрузок. Термонапряжения приводят к шелушению поверхностного слоя тела – образованию и сдуванию чешуек (чипсов). Поэтому далее будем рассматривать деформацию и дробление холодного (изотермического) шарообразного метеороида.

Воздействие атмосферы на метеороиды сводится к давлению, направленному по нормали к поверхности (касательные силы – силы трения на высотах ниже 80 км – пренебрежимо малы). Давление по нормали к поверхности шара с высокой точностью дается следующим распределением (закон сопротивления Ньютона – при столкновении с поверхностью частицы атмосферы теряют нормальную составляющую количества движения (неупругий удар), вследствие чего возникает сила давления потока на тело):

$$p = \nu v^2 \cos^2 \varphi, \quad 0 \leq \varphi \leq \frac{\pi}{2}$$

(наветренная сторона полусферы),

$$p = 0, \quad \frac{\pi}{2} \leq \varphi \leq \pi$$

(подветренная сторона полусферы),

(1)

где φ – угол между нормалью к поверхности и направлением движения шара, при метеорных скоростях коэффициент $\nu = 0,9-0,97$. За счет поверхностных аэродинамических сил (1) тело тормозится, поэтому возникают равномерно распределенные по объему массовые силы

инерции. На единицу массы метеороида будет действовать сила $|\dot{v}| = \rho v^2 / (2\beta)$ (см. формулу (6) работы [3]), где $\beta = M / (AC_D)$ – баллистический коэффициент, M – масса метеороида, A – площадь поперечного (миделевого) сечения тела, $C_D \approx 1$ – коэффициент аэродинамического сопротивления. Максимальная величина этой массовой силы, отнесенная к ускорению силы тяжести (перегрузка) на Юпитере, равной 108 м/с^2 , будет (см. формулу (8) работы [3])

$$G_m = \frac{|\dot{v}|_{\max}}{g} = \frac{v_e^2 \sin \Theta}{2ghe} = 0,085 v_e^2 \sin \Theta, \quad [v_e] = \frac{\text{км}}{\text{с}}, \quad (2)$$

где Θ – угол наклона траектории входа кометы к горизонту. При скорости входа кометы SL9, равной 65 км/с , и $\Theta = 45^\circ$ максимальная перегрузка будет 254, а максимальная сила, действующая на единицу массы метеороида, $254 \cdot 108 = 27\,432 \text{ м/с}^2$, то есть вес (сила инерции) метеороида увеличивается до 27 432 раз! Заметим, что космонавты, спускающиеся с орбиты, сидят в космическом аппарате спиной по направлению движения для облегчения испытываемых перегрузок, достигающих всего $(8-9)g$. Под действием указанных сил инерции метеороид начинает деформироваться – сдавливаться.

Не имея возможности приводить здесь метод и детали решения этой задачи о напряженно-деформируемом состоянии упругого шара, приведем главные результаты [6]. Из решения следует, что растягивающие напряжения σ_p максимальны на поверхности шара на его тыльной (подветренной) стороне в точке, противоположной передней лобовой (критической) точке (рис. 4). Это понятно, так как шар сдавливается. Интенсивность касательных (скальвающих) напряжений σ_t максимальна внутри шара на окружности $\varphi = 60^\circ$ на расстоянии $0,25-0,35$ радиуса от центра (в зависимости от коэффициента Пуассона σ – упругой характеристики материала, отражающей поперечную деформацию при продольном сжатии или растяжении). Зависимость $(\sigma_p)_{\max}$ и $(\sigma_t)_{\max}$ от коэффициента Пуассона слабая, и с достаточной для нас точностью можно положить

$$(\sigma_p)_{\max} = 0,365 \rho v^2, \quad (\sigma_t)_{\max} = 0,265 \rho v^2. \quad (3)$$

Далее поведение метеороида будет зависеть от соотношения между его прочностными характеристиками на сжатие, которое достигает максимального значения в лобовой точке O , прочностными характеристиками на растяжение и сдвиг и величиной скоростного напора, который монотонно увеличивается на траектории входа до своего максимального значения и далее монотонно уменьшается. У большинства материалов предел прочности на сдвиг σ_s^* значительно ниже предела

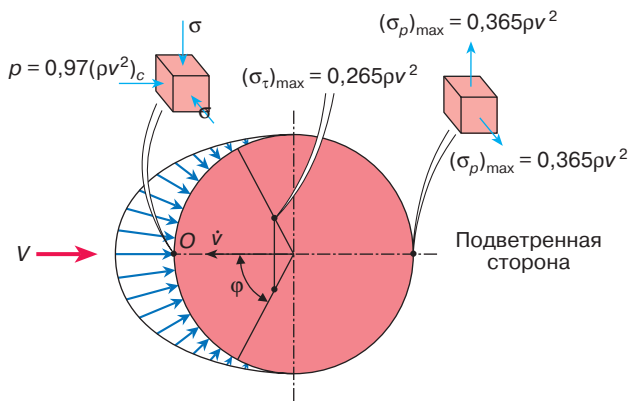


Рис. 4. Напряженное состояние в упругом шаре при торможении в атмосфере. $p = 0,97\rho v^2$ – давление в передней критической точке O

прочности на растяжение σ_p^* . Поэтому условие разрушения на сдвиг можно записать в виде

$$\rho v^2 \geq K \sigma_\tau^* \approx 4\sigma_p^*, \quad (4)$$

хотя для хрупких материалов или материалов, находящихся при низкой температуре, в (4) следует подставить $K\sigma_p^*$.

Предельные напряжения при растяжении для метеоритов существенно меньше, чем при сжатии. Для метеоритов с $\sigma_c^* > 1500 \text{ кг/см}^2$ в среднем отношение $\sigma_p^*/\sigma_c^* \approx 0,154$. Из сказанного можно заключить, что начало фрагментации (именно растрескивание) метеороида будет определяться достижением аэродинамическими нагрузками пределов скалывания или растяжения при сдавливании или изгибании.

После достижения на траектории условия, подобного (4), начинается разрушение – раскалывание метеороида на куски (фрагментация). Если условие (4) на траектории не достигается, например для достаточно прочного метеороида, то последний проходит атмосферу и сталкивается с поверхностью планеты, образуя на суше кратер, а на воде – волны.

Случаи дробления метеороидов при полете в атмосфере – достаточно давно и хорошо установленный в метеорной астрономии факт. Дробление многократно наблюдалось как визуально, так и фотографически. Пример тому – Сихотэ-Алиньский метеоритный дождь (1947 год, Приморский край), дробление в полете каменных метеоритов Пршибрам (1959 год, Чехословакия), Лост-Сити (1970 год, США), Инисфри (1977 год, Канада), Пикскилл (1992, США).

На последнем этапе дробления, если к этому моменту рой кусков не долетел до поверхности планеты, образуются куски с прочностью много большей, чем

аэродинамические нагрузки, и поэтому дробление на этом этапе прекращается, и дальше на планету падает разрозненный рой уже недробящихся осколков – это метеоритный дождь. Следовательно, этому моменту прекращения фрагментации предшествовал полет метеороида с много меньшей прочностью, что с необходимостью приводит к заключению о структурной неоднородности первоначального (материнского) тела больших размеров. Из фотографии метеорита Лост-Сити было видно, что он раскололся на высоте 32 км более чем на три куска, которые были затем найдены на земле. Хотя и не все метеороиды дробятся в полете, статистика их падения показывает, что почти половина из них падает на землю раздробленными кусками. Более того, было обнаружено, что процентное содержание числа дробящихся в полете метеороидов резко увеличивается с увеличением их исходной (внеатмосферной) массы. Увеличение массы (размеров) метеороида ведет к большему погружению в атмосферу и к увеличению максимального скоростного напора, то есть к большей вероятности его дробления на большее число кусков по сравнению с метеороидом меньшей исходной массы.

На основании сказанного можно заключить, что дробление начинается после достижения скоростным напором предела прочности на разрушение. При скорости входа $v_e = 60 \text{ км/с}$ при шкале высот $h = 30 \text{ км}$ получаем [3]: $(\rho v^2)_{\max} = 21 \cdot 10^4 \text{ атм}$. Конечно, таких колоссальных давлений ледяная комета не выдержит. Следовательно, она, не достигая точки максимального торможения единого тела, разрушается гораздо выше. Найдем высоты, соответствующие примерно реальным для льда пределам прочности σ_* : $\sigma_* = \rho v^2 = 1$ и 50 атм . Из решения для идеального метеороида имеем [3]

$$\rho v^2 = \rho_m v_e^2 \bar{\rho} \exp(-\bar{\rho}) = 10^4 \rho v_e^2 \exp(-\bar{\rho}) \text{ атм},$$

$$[\rho] = \frac{\Gamma}{\text{см}^3}, \quad [v_e] = \frac{\text{км}}{\text{с}}.$$

Приравнивая это выражение 1 и 50 атм, получаем при $v_e = 60 \text{ км/с}$ соответственно $\rho = 3 \cdot 10^{-8}$ и $1,5 \cdot 10^{-6} \text{ г/см}^3$. Этим плотностям, согласно табл. 2, соответствуют высоты: $z(1 \text{ атм}) = 180 \text{ км}$ и $z(50 \text{ атм}) = 95 \text{ км}$. Таким образом, начало разрушения ледяной кометы SL9 происходило над облаками.

При дроблении миделево сечение A раздробленного тела увеличивается пропорционально $N^{1/3}$, N – число кусков. Эта зависимость следует из закона сохранения массы при дроблении тела на куски. Следовательно, рой осколков будет тормозиться сильнее, чем единое тело той же массы. Математический анализ этой задачи показывает, что максимальная погонная (на единицу пути) потеря кинетической энергии роя осколков будет

больше (в два и более раз) соответствующей величины для единого тела. Процесс лавинного разрушения осколков будет продолжаться до тех пор, пока скоростной напор не станет меньше предела прочности на разрушение максимального осколка. Для атмосферы Юпитера это произойдет примерно на высоте $z \approx -200$ км, то есть ниже облаков.

ВЗРЫВ КОМЕТЫ И ЕЕ ДАЛЬНЕЙШАЯ ЭВОЛЮЦИЯ

Если осколки в результате механического дробления уменьшились до сантиметровых размеров (это зависит от прочности метеороида), то далее они будут подвержены термонапряжениям, пропорциональным (величина коэффициента пропорциональности зависит от формы осколка) величине $\alpha E \Delta T / (1 - \sigma)$ (α – коэффициент теплового расширения, E – модуль Юнга, σ – коэффициент Пуассона, $\Delta T = T_w - T_0$ – перепад температуры в осколке). Эти напряжения будут действовать по всему объему осколка. При типичных значениях параметров $\alpha = 5 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$, $E = 10^6$ атм, $\sigma = 0,25$ возникают термонапряжения порядка $7 \Delta T$. При $\Delta T = 1000$ К получаем 7000 атм, что превосходит предел прочности всех известных метеоритов. Таким образом, если механическое дробление за счет сил инерции приводит к осколкам порядка сантиметров и меньше, то они далее дробятся до крупной пыли за счет термонапряжений. Эта пыль в облаке горячего газа (до десятков тысяч градусов) за ударной волной быстро плавится и испаряется под действием конвективных и радиационных потоков за доли секунды – происходит максимальная потеря оставшейся кинетической энергии кометы за счет резкого торможения паров метеороида. Это и есть взрыв метеороида.

Мы не имеем возможности из-за ограниченности статьи количественно описать этот взрывной механизм передачи оставшейся энергии кометы атмосфере Юпитера. Кратко остановимся на качественном рассмотрении дальнейшего процесса взаимодействия кометы с атмосферой [7], подробно промоделированного на компьютере. После перехода фрагмента из конденсированного состояния в газообразное горячее облако ($T \approx 10\,000\text{--}20\,000$ К) начинает расширяться, продолжая двигаться в глубь атмосферы. Через короткий промежуток времени после взрыва (десятые доли секунды) основная часть вещества собирается в чашеобразном слое радиусом ~ 3 км и толщиной ~ 1 км с отогнутыми вверх краями чаши, придавая облаку оставшихся частиц медузообразную форму. Непосредственно за облаком образуется область разряджения, куда устремляется атмосферный газ с появлением в дальнейшем локального скачка уплотнения. За время одной секунды после взрыва кометное облако существенно увеличивается до

$R \sim 7$ км, интенсивно взаимодействуя с набегающим потоком атмосферного газа. Для течения в данный момент характерно формирование сильного торроидального вихря с центром около 5 км от оси симметрии. В область этого вихря далее будет захвачена значительная часть вещества фрагмента кометы и окружающего газа атмосферы. На временах $t = 6$ секунд передний фронт облака практически затормаживается и движется со скоростью около 1 км/с, но газ в хвостовой части продолжает интенсивное движение вниз с максимальной скоростью порядка до 8 км/с. Радиус облака равен 10 км. Ядро вихря движется вниз со скоростью 4 км/с. Головная ударная волна к этому моменту времени в значительной степени теряет свою интенсивность и отходит от облака на расстояние 3–4 км.

В дальнейшем ударная волна продолжает движение вниз в область повышенной плотности и быстро затухает. После ухода ударной волны образуется термик (облако нагретого газа), который далее начинает всплывать под действием архимедовой силы. При этом образуется отчетливо выраженное конвективно-струйное движение газа вверх с большой скоростью, максимальная скорость подъема газа составляет 3,5 км/с. Колонка восходящего газа имеет диаметр порядка 40 км и состоит лишь на 10–15% из вещества кометы. В итоге горячее облако выходит из атмосферы Юпитера и может наблюдаться. На фотографиях, полученных на HST, видны светящиеся образования, возникшие под лимбом Юпитера вскоре после падения многих крупных осколков (рис. 5) в то время, когда само место падения скрыто за лимбом и с Земли еще не видно (см. рис. 2).

Светящиеся образования (огненные шары – ОШ) достигали размеров в несколько тысяч километров, а высота над лимбом, на которую они поднимались, составляла примерно 3000 км. По прошествии еще 5–7 мин ОШ начинали уменьшаться, а примерно через 10 мин пропадали совсем. Через 10–20 мин после падения каждого из осколков кометы места их ударов появлялись на краю лимба. По мере дальнейшего вращения Юпитера на видимой стороне планеты в тех местах, куда упали осколки, появлялись огромные пятна, сохранявшиеся длительное время (несколько месяцев), размером порядка нескольких тысяч километров. Кроме того, наблюдались генерация внутренних гравитационных волн поднимающимся облаком взрыва, возмущения ионосферы и магнитосферы, аномалии в радиоизлучении поясов Юпитера, особенно в магнитных силовых трубках, проходящих через место удара, и др.

Мы отметили явления, достоверность которых была подтверждена многими независимыми наблюдателями. Следует сказать и об эффектах, слабо проявивших себя, наличие которых еще не установлено достоверно. К этим эффектам относятся, например, световое эхо от

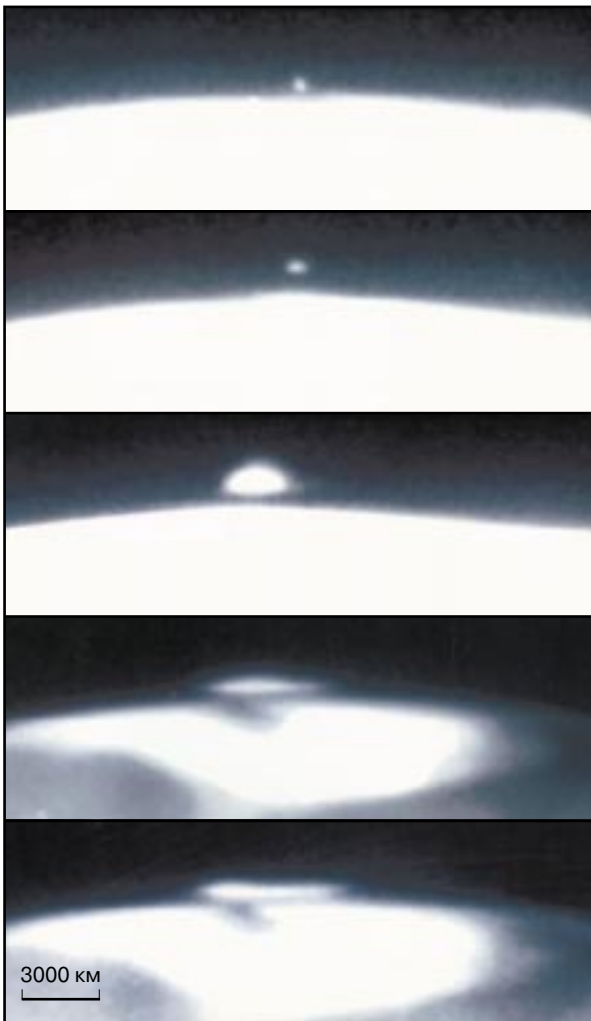


Рис. 5. Фотографии выбросов, образовавшихся при падении фрагмента W. Фотографии получены Космическим телескопом им. Э. Хаббла

спутников Юпитера при ударе осколков SL9, возбуждение сейсмической активности в процессе столкновения. Многие эффекты, инициированные входом кометы в атмосферу Юпитера, до конца не выяснены. Сюда относятся практически все магнитосферные эффекты столкновения: уярчение радиационных поясов в дециметровом диапазоне, возбуждение мерцающей ультрафиолетовой авроры, вспышки рентгеновского и ультрафиолетового излучения при ударе осколка K, усиление авроральной активности в северном полушарии и ослабление ее в южном после падения всех осколков, усиление инфракрасной авроры, уменьшение яркости плазменного тора спутника Ио в крайнем ультрафиолетовом диапазоне и другие эффекты.

В целом это захватывающее событие породило много вопросов перед научным сообществом. Возможно, потребуются годы для полного и тщательного анализа богатейшего материала, полученного в результате этого уникального события, когда-либо происходившего в Солнечной системе на глазах землян.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Фортов В.Е., Гнедин Ю.Н., Иванов М.Ф. и др.* Столкновение кометы Шумейкеров–Леви 9 с Юпитером: Что мы увидели // Успехи физ. наук. 1996. Т. 166, № 4. С. 391–422.
2. *Бронштэн В.А.* Физика метеорных явлений. М.: Наука, 1981. 416 с.
3. *Тирский Г.А.* Взаимодействие космических тел с атмосферами Земли и планет // Соросовский Образовательный Журнал. 2000. Т. 6, № 5. С. 76–82.
4. *Мороз В.И., Эльясберг П.Е., Изаков М.Н. и др.* Рабочая модель атмосферы и околопланетного пространства Юпитера. Препр. № 282. М.: ИКИ АН СССР, 1976. 52 с.
5. *Григорян С.С.* О движении и разрушении метеоритов в атмосферах планет // Космич. исслед. 1979. Т. 17, № 6. С. 875–893.
6. *Фадеев Ю.И.* Разрушение метеорных тел в атмосфере // Физика горения и взрыва. 1967. № 2. С. 276–289.
7. *Клумов Б.А., Кондауров В.И., Конохов А.В. и др.* Моделирование долговременных последствий столкновения кометы Шумейкеров–Леви 9 с Юпитером // Докл. РАН. 1994. Т. 337, № 2. С. 28–35.

Рецензент статьи А.М. Черепашук

* * *

Григорий Александрович Тирский, доктор физико-математических наук, профессор кафедры вычислительной математики Московского физико-технического института, научный руководитель аспирантуры МФТИ, зав. лабораторией физико-химической газодинамики Института механики МГУ, заслуженный деятель науки РФ, действительный член Российской академии естественных наук, член Нью-Йоркской академии наук и ряда отечественных и зарубежных научных обществ. Лауреат премии М.В. Ломоносова МГУ, лауреат первой премии Минвуза СССР, премии МАИК “Наука” за лучшую публикацию года в ее изданиях. Награжден золотой медалью им. С.А. Чаплыгина РАН за выдающиеся теоретические работы по механике, памятной медалью им. П.Л. Капицы “Автор научного открытия”. Член редколлегии журнала “Прикладная математика и механика”. Область основных научных интересов – физико-химическая газодинамика, теория гиперзвуковых течений, кинетическая теория газов, вычислительная гидродинамика. Автор более 270 научных статей, двух монографий, двух изобретений.