

doi: <https://doi.org/10.15407/knit2018.01.049>

УДК 533.6.011.6+523.682

Л. Ф. Черногор

Харьковский национальный университет имени В. Н. Каразина, Харьков, Украина

ФИЗИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ РУМЫНСКОГО МЕТЕОРОИДА. 1

Проведено комплексное моделирование процессов во всех геосферах, вызванных падением и взрывом типичного метеороида, имевшим место над Румынией 7 января 2015 г. Оценены механические, оптические, газодинамические и тепловые эффекты, сопровождавшие падение румынского метеороида. Показано, что основное энерговыделение (около 1 ТДж) происходило вблизи высоты 44 км, где скорость потерь массы достигала примерно 14.5 т/с, мощность оптического свечения — около 1 ТВт. Вблизи эпицентра взрыва метеороида давление во фронте ударной волны составляло несколько десятков паскалей. Пролет космического тела привел к образованию газопылевого плюма. Нагретый след от метеороида остывал в течение нескольких секунд.

Ключевые слова: метеороид, взаимодействие с атмосферой, механические, оптические, газодинамические и тепловые эффекты, газопылевой плюм

ВВЕДЕНИЕ

В последнее время проблеме астероидно-кометной угрозы уделяется значительное внимание. Регулярно проводятся научные конференции, опубликованы сотни статей и ряд книг (см., например, [3, 18, 19, 21, 22]). Благодаря популяризации этой проблемы все большее число жителей планеты осознает, что мы живем фактически в космосе, на малой и уязвимой планете.

Ввиду уникальности события и значимости его последствий актуальной задачей является детальное и всестороннее изучение эффектов падения на Землю каждого достаточно крупного космического тела. Новый всплеск интереса к эффектам метеороидов был связан с падением Челябинского космического тела [1, 4, 16, 17, 20, 23–27, 29, 31, 32, 36, 37].

© Л. Ф. ЧЕРНОГОР, 2018

Другим примером подобного, но менее масштабного события является пролет и взрыв на высоте около 42–45 км Румынского метеороида [26, 28, 38] (см. также http://neo.jpl.nasa.gov/news/firebakk_130301.html). Полет и взрыв румынского космического тела над населенными пунктами сопровождался яркой вспышкой, регистрацией его видеокамерами, микробарографами и сейсмографами. Метеороид вторгся в атмосферу Земли 7 января 2015 г. в 01:05:56 УТ. Космическое тело двигалось с юго-запада на северо-восток (азимут составлял около 211°) под углом к горизонту $\alpha \approx 59.6^\circ$. Начальная масса тела $m_0 \approx 2.6$ т, начальная скорость $v_0 \approx 35.7$ км/с, а начальный диаметр тела $d_0 \approx 1.15$ м [26, 28, 38]. Высота взрыва метеороида (по данным НАСА $z_e \approx 45.5$ км, по данным [38] — 42 км) и его кинематические характеристики свидетельствуют о том, что он, скорее всего, был каменным, поскольку кометные

тела таких размеров разрушаются на больших высотах, а железные могут достигать поверхности земли (см. ниже). К сожалению, автору неизвестно, найдены ли фрагменты тела на поверхности Земли. Согласно недавно появившейся работе [28] угол $\alpha \approx 43^\circ$, а $z_e \approx 42.8 \pm 0.1$ км.

Цель настоящей работы — оценка механических, оптических, газодинамических и тепловых эффектов, сопутствовавших падению Румынского метеороида.

ФИЗИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ, СОПРОВОЖДАВШИЕ ПАДЕНИЕ МЕТЕОРОИДА

Падение достаточно крупных метеороидов сопровождается целым комплексом физических процессов [5, 18]. Кинетическая энергия метеороида в процессе его полета частично расходуется на образование цилиндрической ударной волны. За фронтом ударной волны происходит нагревание воздуха в ударно-сжатом слое, возбуждение колебаний молекул, их диссоциация и ионизация, т. е. образование плазмы. Определенная часть кинетической энергии частиц воздуха за фронтом ударной волны передается метеороиду за счет конвективного переноса. Электроны плазмы передают космическому телу часть энергии за счет теплопроводности. Нагретый воздух излучает электромагнитные волны в широком диапазоне частот. Энергия излучения обеспечивает нагревание и испарение вещества метеороида, прогревание, расширение и разлет паров вещества метеороида, нагревание и ионизацию воздуха перед фронтом ударной волны. Разлет паров дает свой вклад в ударную волну. Непоглощенная часть излучения высвечивается преимущественно в оптическом диапазоне.

Увеличение силы сопротивления воздуха, обусловленное увеличением давления атмосферы, приводит к взрывоподобному преобразованию кинетической энергии, полному разрушению космического тела и генерации взрывной ударной волны. Деление на цилиндрическую и взрывную, близкую по своей структуре к сферической, волны является удобным с методической точки зрения [35]. На самом деле в процессе падения космического тела генерируется единая ударная волна. Образовавшаяся при движении метеороида ударная волна расширяется в стороны от траектории тела, постепенно затухая. Достигая поверхности Земли, интенсивная ударная волна от космического тела может производить механические повреждения, разрушения и землетрясения. Световая вспышка вызывает нагрев, ожоги, и даже пожары при достаточной энергии.

Остатки метеороида, двигаясь с дозвуковой скоростью, обычно выпадают на поверхность Земли. Движение достаточно крупных космических тел, сопровождаемое генерацией ударных волн, приводит к образованию нагретого турбулентного следа в атмосфере. После взрывоподобного выделения энергии на заключительной стадии торможения часть продуктов взрыва всплывает вверх, а также вдоль разреженного следа. Образуется так называемый газопылевой плюм [18]. Нагретый след релаксирует в течение длительного времени (единицы часов).

Тепловые и ударно-волновые процессы при движении метеороида, а также плюма сопровождаются механическими, гидродинамическими, световыми, плазменными, магнитными, электрическими, электромагнитными, акустическими и сейсмическими возмущениями, которые подробнее рассматриваются ниже.

Исходные уравнения

Взаимодействию метеороидов с атмосферой посвящено большое количество работ [6—9, 14, 19, 21, 22, 32, 33 и др.]. В работе [14] изучены особенности движения и разрушения метеороидов в атмосфере, детально разработана теория дробления метеоритов. Дробление малых астероидов и сопутствующие эффекты исследовались в работе [33]. Развитие теории и физического механизма квазинепрерывного дробления метеороидов представлено в работах [7—9, 33]. В работе [19] исследуются механизмы разрушения, связанные с поверхностным испарением и поверхностным терморазрушением. Книга [21] посвящена применению достижений физико-химической динамики к анализу метеороидов. В монографии [22] приведены количественные оценки основных эффектов, возникающих при падении крупных космических тел на Землю.

Движение метеороида диаметром не более 1...10 м (при больших размерах необходимо решать систему газодинамических уравнений) в атмосфере Земли описывается известными уравнениями [5, 19]:

$$m \frac{dv}{dt} = -\frac{C_d}{2} \rho v^2 S + mg \sin \alpha, \quad (1)$$

$$\frac{dm}{dt} = -\frac{C_h}{2Q} \rho v^3 S, \quad (2)$$

$$mv \frac{d\alpha}{dt} = mg \cos \alpha - \frac{mv^2}{R_E} \cos \alpha - \frac{C_L}{2} \rho v^2 S, \quad (3)$$

$$\frac{dz}{dt} = -v \sin \alpha, \quad (4)$$

$$I = -\frac{\tau_I}{2} \frac{d}{dt} mv^2, \quad (5)$$

$$\alpha_i = -\frac{\beta_i}{M_m v} \frac{dm}{dt}, \quad (6)$$

где m и v — масса и скорость тела, S — площадь сечения (мидель) метеороида, g — ускорение свободного падения, α — угол между касательной к траектории и горизонтом, C_d и C_L — коэффициенты динамического сопротивления и подъемной силы, C_h — коэффициент теплообмена, Q — удельная теплота сублимации, R_E — радиус Земли, ρ — плотность атмосферы на высоте z , τ_I — коэффициент светимости, α_i — линейная концентрация электронов, β_i — коэффициент ионизации, M_m — масса молекулы метеороида.

Уравнения (1)–(6) описывают торможение, потерю массы космическим телом, изменение угла наклона траектории и высоты тела, а также мощность его свечения и эффект ионизации.

Оценки показывают, что влиянием силы тяжести можно пренебречь вплоть до высоты взрыва z_e , которая, как будет показано ниже, примерно равнялась 44 км. При расчетах далее пренебрегалось также изменением угла α вплоть до высоты 41 км. Считалось, что начальная форма тела близка к шарообразной. Полагалось, что коэффициенты C_d , C_h и τ_i в процессе движения тела оставались неизменными. Учитывалось дробление метеороида и изменение $S(z)$.

Исключая при помощи (4) время из соотношений (1) и (2), получим следующую систему уравнений:

$$m \frac{dv}{dz} = \frac{C_d}{2 \sin \alpha} \rho v S, \quad (7)$$

$$\frac{dm}{dz} = \frac{C_h}{2Q \sin \alpha} \rho v^2 S. \quad (8)$$

Для экспоненциальной модели атмосферы [13]

$$\rho(z) = \rho(0) e^{-z/H},$$

где $H \approx 7.5$ км — приведенная высота атмосферы, $\rho(0) \approx \rho|_{z=0}$.

Кинематические критерии. Из соотношений (7) и (8) следуют безразмерные критерии обтекания и выпадения космического тела:

$$\alpha_b = \frac{C_d}{2} \frac{\rho(0) S_0 H}{m_0 \sin \alpha}, \quad (9)$$

$$\beta_b = \frac{C_h}{2C_d} \frac{v_0^2}{Q}, \quad (10)$$

где $S_0 = \pi d_0^2 / 4$ — начальное значение миделя.

Обычно коэффициент α_b именуют баллистическим коэффициентом, а коэффициент β_b — параметром уноса массы.

Положим в уравнениях (9) и (10) $\rho(0) = 1.3$ кг/м³, $S_0 \approx 1.0$ м², $H_0 \approx 7.5$ км, $m_0 \approx 2.6$ т, $\alpha \approx 43^\circ$ или 60° , $v_0 \approx 35.7$ км/с. Будем считать, что $C_d \approx 1$, $C_h = 4.5 \cdot 10^{-3}$ и $Q = 1.5$ МДж/кг [5, 18]. Тогда получим, что $\alpha_b \approx 5.5$ или 4.4 , $\beta_b \approx 1.9$.

Известно, что при $\alpha_b > 1$ космическое тело сильно тормозится (фактически до остановки), а при $\beta_b > 1$ практически полностью разрушается и испаряется [15, 22]. Добавим, что критерий α_b , даваемый соотношением (9), справедлив для монолитного космического тела. Если же имеет место дробление тела, мидель облака фрагментов $S \gg S_0$, и значение α_b существенно увеличивается. Именно такая ситуация наблюдалась для Румынского метеороида.

Таким образом, при падении Румынского метеороида произошло его полное разрушение и взрывоподобное выделение энергии в атмосфере.

Энергетические оценки. По данным НАСА начальная кинетическая энергия космического тела

$$E_{k0} = \frac{m_0 v_0^2}{2}$$

близка к 1.66 ТДж. Такая энергия выделяется при взрыве 0.4 кт тринитротолуола. Энергия взрыва Румынского метеороида была в 30 раз меньше энергии взрыва бомбы, сброшенной в 1945 г. на Хиросиму.

Основное выделение энергии падающего космического тела происходит в слое атмосферы толщиной

$$L = \frac{H}{\sin \alpha}.$$

При $H \approx 7.5$ км и $\alpha = 43^\circ$ либо $\alpha = 59.6^\circ$ имеем $L \approx 8.7$ или 11 км. Тогда средняя погонная плотность энергии при среднем значении $L \approx 10$ км

$$E_L = \frac{E_{k0}}{L} \approx 1.7 \cdot 10^8 \text{ Дж/м.}$$

Характерное время энерговыделения равно

$$\tau_e = \frac{L}{v_0} \approx 0.3 \text{ с.}$$

При этом характерная мощность процесса

$$P_c \approx \frac{E_{k0}}{\tau_e} \approx 5.9 \text{ ТВт.}$$

Поскольку

$$E_k = \frac{m}{2} v^2,$$

текущая мощность процесса равна

$$P = \frac{dE_k}{dt} = m v \frac{dv}{dt} + \frac{v^2}{2} \frac{dm}{dt},$$

или при $dl = v dt$

$$\frac{dE_k}{dl} = m \frac{dv}{dt} + \frac{v}{2} \frac{dm}{dt}. \quad (11)$$

Первое слагаемое в соотношении (11) представляет собой погонную энергию E_b , затрачиваемую на торможение, второе слагаемое — погонную энергию E_a , обеспечивающую процесс абляции. Отношение этих погонных энергий равно

$$\frac{E_a}{E_b} = \frac{v(dm/dt)}{2m(dv/dt)} = \frac{v}{2m} \frac{dm}{dv}.$$

С учетом (7) и (8)

$$\frac{E_a}{E_b} = \frac{v^2}{v_c^2},$$

где

$$v_c = \sqrt{\frac{2C_d}{C_h} Q} = \sqrt{\frac{2}{\sigma_a}}$$

— характерная скорость, $\sigma_a = C_h / C_d Q$ — параметр абляции [5, 14, 19]. При указанных выше значениях C_h , C_d и Q скорость $v_c \approx 25.8$ км/с.

Если $v \approx v_0 \approx 35.7$ км/с, то до существенного торможения тела $E_a/E_b \approx 1.9$. Таким образом, в начале траектории погонная энергия E_a примерно в 1.9 раза превышала энергию E_b . В процессе движения метеороида отношение E_a/E_b уменьшалось на несколько порядков (табл. 1).

Область взрывоподобного выделения энергии имеет протяженность $L_e < L$. Оценим L_e , исходя из диапазона высот Δz_e , где кинетическая энергия метеороида при неизменной массе уменьшается от $0.9E_{k0}$ до $0.1E_{k0}$, а его скорость от $v_1 = 0.948 v_0$ до $v_2 = 0.316 v_0$. Как показано в работе [32],

Таблица 1. Высотная зависимость плотности атмосферы, кинематических и энергетических параметров метеороида

z , км	ρ , г/м ³	v , км/с	m , т	E_k , ТДж	dE_k/dz , ГДж/м	d , м	S , м ²	$-\dot{m}$, т/с	$-m\dot{v}$, МН	$-v\dot{m}/2$, МН	$-(m\dot{v} + v\dot{m}/2)$, МН	I , ГВт	$-P$, ТВт
41	5.5	0.5	0.41	0.001	0.01	19.9	310	0.0003	0.2	0.00075	0.2	$8.2 \cdot 10^{-3}$	10^{-4}
42	4.8	7.1	0.42	0.01	0.23	16.6	216	0.56	26.1	2	28.1	16.4	0.2
43	4.2	23.2	0.88	0.24	0.50	13.6	146	11.5	165	133.4	298.4	566	6.9
44	3.7	30.6	1.58	0.74	0.46	10.8	91	14.5	158	221.9	380.7	951	11.6
45	3.2	33.6	2.42	1.20	0.35	8.1	52	9.5	94	159.6	253.6	697	8.5
46	2.8	35.2	2.50	1.55	0.06	5.6	25	4.6	43.4	81	124.4	361	4.4
47	2.5	35.4	2.57	1.61	0.05	3.3	8.7	1.4	13.6	24.8	38.4	11.5	0.14
48	2.1	35.7	2.60	1.66	0	1.15	1	0.14	1.2	2.5	3.7	10.7	0.13

$$v = v_0 e^{-\alpha_v r^2}, \quad (12)$$

где

$$\alpha_v = \frac{B^2}{2C^2},$$

$$B = \frac{C_d \rho(z_0) S_0 H}{m_0 \sin \alpha},$$

$$C^2 = \frac{3C_d d_0 \sin \alpha}{16H},$$

$r = e^{-x} - 1$, $x = (z - z_0)/H$, z_0 — высота начала существенного разрушения. При $C_d \approx 1$, $\rho(z_0) \approx 1.14$ г/м³, $H \approx 7.5$ км, $\rho_b \approx 3.3$ т/м³, $d_0 \approx 1.15$ м, $z_0 \approx 46$ км (см. далее) имеем $B \approx 3 \cdot 10^{-3}$, $C_2 \approx 2.5 \cdot 10^{-5}$, $\alpha_v \approx 0.18$. Если же $\alpha \approx 43^\circ$, то $\alpha_v \approx 0.48$.

При этом из соотношения (12) получим

$$r_1 = r(z_1) = \sqrt{\frac{1}{\alpha_v} \ln \frac{v_0}{v_1}} \approx 0.54$$

при $\alpha \approx 60^\circ$, или $r_1 \approx 0.33$ при $\alpha \approx 43^\circ$,

$$r_2 = r(z_2) = \sqrt{\frac{1}{\alpha_v} \ln \frac{v_0}{v_2}} \approx 2.53$$

при $\alpha \approx 60^\circ$, или же $r_2 \approx 1.55$ при $\alpha \approx 43^\circ$.

Тогда

$$\Delta z_e = H \ln \frac{1+r_2}{1+r_1} \approx 0.65H \approx 6.2 \text{ км}$$

при $\alpha \approx 60^\circ$. Если же $\alpha \approx 43^\circ$, то $\Delta z_e \approx 4.9$ км. Следовательно, L_e составляет 7.1 км при $\alpha \approx 60^\circ$ или 7.2 км при $\alpha \approx 43^\circ$. Обе оценки близки друг к другу.

Кинетическая энергия космического тела расходуется на его дробление, нагревание, плавление, абляцию, ионизацию, нагревание вещества в следе, а также на образование цилиндрической и взрывной ударных волн. Оценим некоторые из энергий.

При удельной энергии абляции Q и массе уносимого вещества Δm связанная с абляцией энергия $E_{Q0} \approx Q \Delta m$. При указанных выше значениях Q и $\Delta m \approx m_0$ имеем $E_{Q0} \approx 3.9$ ГДж. Поскольку заведомо $\Delta m < m_0$, реально энергия E_Q всегда меньше E_{Q0} .

Если удельная энергия дробления каменного космического тела составляет $\varepsilon_d = 10^4 \dots 10^5$ Дж/кг, полная энергия дробления $E_d = \varepsilon_d m_0 \approx 26 \dots 260$ МДж.

Легко показать, что полное число ионизированных атомов (молекул) $N_{i\Sigma} \approx 3.8 \cdot 10^{28}$. Действительно, число атомов в метеороиде $N_\Sigma = m_0 / M_m$. При коэффициенте ионизации $\beta_i \approx 0.0154$ [5], $M_m \approx 5 \cdot 10^{-26}$ кг и $m_0 \approx 2.6$ т имеем $N_{i\Sigma} = \beta_i N_\Sigma \approx 8 \cdot 10^{26}$. При средней энергии, затрачиваемой на один акт ионизации нейтральной частицы, равной $\varepsilon_i \approx 50$ эВ, имеем $E_i = N_{i\Sigma} \varepsilon_i \approx 6.4$ ГДж.

На образование ударной волны расходуется существенная часть начальной кинетической энергии космического тела [18].

Значительная часть E_{k0} затрачивается на нагрев вещества в следе.

КИНЕМАТИКА МЕТЕОРОИДА

Рассмотрим основные эффекты, сопровождавшие падение Румынского метеорита.

Дробление метеороида. Процесс дробления каждого метеороида — индивидуален. Будем считать, что имело место квазинепрерывное дробление. В верхней части траектории каменный метеороид испытывал шелушение, на высотах 48...42 км — дробление. Первоначально шароподобное тело постепенно превращалось в блинообразное тело с поперечным сечением (миделем) $S(z)$. Продукты дробления далее двигались как квазижидкость. При значительном (в разы, на порядок) увеличении $S(z)$ произошло взрывоподобное выделение энергии. За этим последовала вспышка, высвечивание электромагнитной энергии преимущественно в оптическом диапазоне.

Теория дробления крупных метеороидов ($d_0 = 1 \dots 100$ м) разработана в работах [6—9, 14, 32, 33].

Космическое тело разрушается при условии, что динамическое давление на него сравнивается с прочностью вещества тела σ_α [18]:

$$0.365 \rho v^2 = \sigma_d, \quad (13)$$

где ρ — плотность атмосферы, где имело место разрушение метеороида. При $\rho(z) = \rho(0) \exp(-z/H)$ для высоты разрушения имеем следующее соотношение [18]:

$$z = H \ln \frac{0.365 \rho(0) v^2}{\sigma_d}.$$

Здесь $\rho(0) \approx 1.3$ кг/м³ — плотность воздуха у поверхности Земли.

Разные части метеороида имеют разную прочность, поэтому прочность каменного тела изменяется в широких пределах: $\sigma_d = 1 \dots 10 \text{ МН/м}^2$ [8, 19]. Тогда условие (13) при $v \approx 35.7 \text{ км/с}$ и $\sigma_d = 1 \text{ МН/м}^2$ выполняется соответственно на высотах, где $\rho \approx 2.1 \text{ г/м}^3$. Такому значению ρ соответствует высота 48 км.

После начала дробления осколки движутся как квазижидкость, приобретая поперечную скорость [6—9, 14, 18, 32, 33]:

$$v_t = k_v v \left(\frac{\rho}{\rho_b} \right)^{1/2}, \quad (14)$$

где $k_v \sim 1$ — коэффициент, ρ_b — плотность вещества метеороида. Далее положим, что $k_v = 1$, $\rho_b \approx 3.3 \text{ т/м}^3$,

$$\rho = \rho_0 \exp\left(-\frac{z-z_0}{H}\right) \equiv \rho_0 e^{-x}, \quad (15)$$

где $\rho_0 = \rho(z_0)$, $z_0 = 48 \text{ км}$, $x = (z - z_0)/H$.

Считая квазижидкость непрерывной и используя соотношения (4) и (14), вычислим приращение радиуса, расширяющегося в поперечном направлении образования («блина»):

$$dr_t = -\sqrt{\frac{\rho}{\rho_b}} \frac{dz}{\sin\alpha},$$

или, с учетом (15), —

$$dr_t = -\sqrt{\frac{\rho(z_0)}{\rho_b}} \exp\left(-\frac{z-z_0}{2H}\right) \frac{dz}{\sin\alpha}, \quad (16)$$

$$r_t(z_0) = 0.$$

Интегрируя выражение (16), получим

$$r_t = r_m (e^{-x/2} - 1),$$

$$r_m = \frac{2H}{\sin\alpha} \sqrt{\frac{\rho(z_0)}{\rho_b}}.$$

Тогда диаметр и площадь миделя при $z \leq z_0$ даются соотношениями

$$d(x) = d_0 + 2r_t(x) = d_0(1 + k_d(e^{-x/2} - 1)), \quad (17)$$

$$S(x) = \frac{\pi}{4} d^2(x) = S_0(1 + k_d(e^{-x/2} - 1))^2, \quad (18)$$

$$k_d = \frac{2r_m}{d_0} = \frac{4H}{d_0 \sin\alpha} \sqrt{\frac{\rho(z_0)}{\rho_b}}. \quad (19)$$

Коэффициент k_d описывает степень уширения дробящегося метеороида. При $d_0 \approx 1.15 \text{ м}$, $\sin\alpha \approx 0.87$, $\rho(z_0) \approx 2.1 \text{ г/м}^3$, $\rho_b \approx 3.3 \text{ т/м}^3$ из (18) имеем $k_d \approx 23.9$. Если $\alpha \approx 43^\circ$, то $k_d \approx 30.5$. При среднем значении $\alpha \approx 51^\circ$ коэффициент $k_d \approx 27.4$. Именно это значение используется далее.

Результаты расчета $d(x)$ и $S(x) = \pi d^2/4$ по соотношениям (17) и (18) приведены в табл. 1, а k_d по соотношению (19) — в табл. 2. Видно, что высоты вспышки $z_e \approx 45.5 \text{ км}$ соответствуют космические тела, для которых $\sigma_d \approx 1 \dots 1.5 \text{ МН/м}^2$. Такими телами могут быть только каменные метеороиды. При указанных значениях σ_d практически полное торможение метеороида имело место в диапазоне высот около 3 км. Величина этого диапазона слабо зависела от α . Поэтому далее выполнены расчеты для средних значений угла $\alpha \approx 51^\circ$ и $k_d \approx 30$.

Таблица 2. Параметры миделя в зависимости от прочности и угла входа в атмосферу космического тела (z_0 — высота начала разрушения, Δz_1 , Δz_2 — величина уменьшения высоты, на которой d/d_0 составляет 3 и 10 соответственно)

$\sigma_d, \text{ Н/м}^2$	$z_0, \text{ км}$	$\rho, \text{ г/м}^3$	k_d		$\Delta z_1, \text{ км}$		$\Delta z_2, \text{ км}$	
			$\alpha = 43^\circ$	$\alpha = 60^\circ$	$\alpha = 43^\circ$	$\alpha = 60^\circ$	$\alpha = 43^\circ$	$\alpha = 60^\circ$
10^4	82.6	0.0215	3.1	2.4	7.5	9.1	20.4	23.4
10^5	65.3	0.215	9.8	7.7	2.8	3.5	9.8	11.6
10^6	48	2.16	31	24.2	1	1.2	3.8	4.7
$1.5 \cdot 10^6$	45	3.2	37.8	29.5	0.8	1	3.2	4
$2 \cdot 10^6$	42.8	4.3	43.8	34.2	0.7	0.9	2.8	3.5
10^7	30.1	21.6	98.1	77	0.3	0.4	1.4	1.75
10^8	13.5	216	310	242	0.1	0.125	0.4	0.6

Отдавая предпочтение данным НАСА, будем считать, что $z_e \approx 45.5$ км, а $z_0 = 48$ км.

Скорость движения метеороида. Разделив уравнение (8) на уравнение (7), получим соотношение, связывающее массу m и скорость v метеороида:

$$\frac{1}{m} \frac{dm}{dv} = \frac{C_h}{C_d} \frac{v}{Q} \equiv \frac{2v}{v_c^2}, \quad m(v_0) = m_0. \quad (20)$$

Интегрирование (20) дает

$$m = m_0 e^{-(v_0^2 - v^2)/v_c^2}. \quad (21)$$

С учетом (21) соотношение (7) примет вид

$$e^{-(v_0^2 - v^2)/v_c^2} \frac{dv^2}{v^2} = B \frac{S(x)}{S_0} e^{-x} dx, \quad v(0) = v_0, \quad (22)$$

где $S(x)$ дается выражением (18),

$$B = \frac{C_d \rho(z_0) S_0 H}{m_0 \sin \alpha} \quad (23)$$

— баллистический коэффициент на высоте z_0 . При указанных выше параметрах значение $B \approx 0.55$.

Выполняя интегрирование выражения (22), получим следующее уравнение для вычисления скорости метеороида:

$$\text{Ei}(v) = \text{Ei}(v_0) + F(x),$$

$$F(x) = B e^{v_0^2/v_c^2} \left[(k-1)^2 (1 - e^{-x}) - \frac{4}{3} k(k-1)(1 - e^{-3x/2}) + \frac{k^2}{2} (1 - e^{-2x}) \right],$$

где

$$\text{Ei}(y) = \int_{-\infty}^y e^y \frac{dy}{y}$$

— интегральная показательная функция, $v = v_c \sqrt{y}$.

Результаты расчета $v(z)$ с использованием соотношения (12) приведены в табл. 1. Из табл. 1 видно, что основное уменьшение скорости метеороида имело место в окрестности высоты 42 км.

Потеря массы метеороидом. Зная $v(z)$ и используя уравнение (8), можно вычислить изменение массы метеороида вдоль траектории (по высоте) и скорость ее потерь dm/dt . Уравнение (21) эквивалентно следующему соотношению [32]:

$$m = m_0 e^{-\sigma_a(v_0^2 - v^2)/2}.$$

Положим, что $m_0 \approx 2.6$ т, $v_0 \approx 35.7$ км/с, а $\sigma_a \approx 3 \cdot 10^{-9}$ с²/м². Результаты расчета текущей массы m и dm/dt также приведены в табл. 1. Из табл. 1 следует, что наибольшие потери массы имели место на высотах 43...46 км, где они достигали примерно –14.5 т/с.

Мощности торможения и свечения. В табл. 1 приведены мощности торможения P и свечения I , а также их составляющие $(-mdv/dt, -(vdm/dt)/2$, их сумма). Видно, что наибольшее торможение (как и свечение) имело место в диапазоне высот от 43 до 46 км, т. е. основное выделение энергии происходило в диапазоне высот $\Delta z_e \approx 3$ км. Это соответствует длине следа $L_e = \Delta z_e / \sin \alpha$. При среднем значении угла $\alpha = 51^\circ$ имеем $L_e \approx 3.9$ км. Здесь выделилось около 1.3 ТДж, или 80 % всей кинетической энергии. Максимальное значение $dE_r/dz \approx 0.5$ ГДж/м. Указанное значение диапазона высот хорошо соответствует результатам наблюдений как спутниковых [<https://cneos.jpl.nasa.gov/fireballs/>], так и наземных наблюдений [26, 28].

ЭФФЕКТ СВЕТИМОСТИ МЕТЕОРОИДА

Для оценки мощности светимости воспользуемся соотношением (5). Коэффициент светимости τ_I существенно зависит от размера и массы метеороида. Для метеоритов мм-см-диапазонов $\tau_I \approx 3 \cdot 10^{-4} \dots 2 \cdot 10^{-2}$ [5, 14]. Для болидов τ_I , зависящий от E_r , существенно больше [18, 21]. Оценим τ_I , исходя из зависимости [18]

$$\tau_I = 0.1212 E_r^{0.115}.$$

Отсюда $E_{k0} = E_r / \tau_I = 8.2508 E_r^{0.885}$. Здесь E_r , кт — интегральная энергия излучения. По данным НАСА $E_r \approx 136 \cdot \text{ГДж} \approx 0.0325$ кт ТНТ. Такое значение E_r определено при помощи сенсоров, установленных на геостационарных ИСЗ США [http://neo.jpl.nasa.gov/news/firebakk_130301.html]. Тогда $\tau_I \approx 8.2$ %, а $E_{k0} \approx 1.66$ ТДж ≈ 0.4 кт ТНТ. При эффективной длительности импульса излучения $\tau_r = L_e / \bar{v} \approx 0.13$ с, где средняя по высоте скорость $\bar{v} \approx 30$ км/с, $L_e \approx 3.9$ км, имеем среднюю мощность излучения

$$P_r = \frac{E_r}{\tau_r} \approx 1 \text{ ТВт.}$$

При мощности $|P(z_e)| \approx 11.6$ ТВт (см. табл. 1) получим, что

$$\eta_r = \frac{P_r}{|P(z_e)|} \approx 8.6 \%,$$

т. е. $\eta_r \approx \tau_r$.

Оценим далее плотность потока энергии оптического излучения. Считая, что излучение истекает от цилиндрического объема, площадь поверхности которого при $L_e \gg \bar{d}(z_e) \approx 10$ м близка к $S(z_e) \approx \pi \bar{d}(z_e)L_e \approx 1.2 \cdot 10^5$ м², получим, что

$$\Pi(z_e) = \frac{P_r}{S(z_e)} \approx 8.1 \text{ МВт/м}^2.$$

Плотность потока мощности вблизи эпицентра равна

$$\Pi_p(R) = \frac{P_r}{4\pi R^2} \exp(-R/L_r).$$

При $R = 43$ км, $L_r = 25$ км имеем $\Pi_p(R) \approx 7.7$ Вт/м². Плотность потока света от метеороида была сопоставима с плотностью потока света от Солнца в зимнее дневное время (около 10...20 Вт/м²). Оценка потока света хорошо соответствует результатам наблюдений.

Если бы область взрыва имела свойства абсолютного черного тела, его температура при указанных значениях $\Pi(z_e)$ давалась бы следующим соотношением:

$$T = \sqrt[4]{\frac{\Pi(z_e)}{\sigma}},$$

где $\sigma = 5.67 \cdot 10^{-8}$ Вт · м⁻²К⁻⁴ — постоянная Стефана — Больцмана. Тогда $T \approx 3500$ К. При этом максимум излучения приходится на длину волны

$$\lambda = \frac{b}{T} \approx 840 \text{ нм.}$$

Такое значение λ соответствует краю видимого диапазона. Здесь $b = 2.9 \cdot 10^{-3}$ м · К — постоянная Вина.

Зная величину E_p , можно оценить потенциальную пожароопасность, обуславливаемую метеороидом. Вблизи эпицентра

$$\Pi_r = \frac{E_p}{4\pi R^2} \exp(-R/L_r),$$

где $E_p \approx 136$ ГДж, $L_r = 20...30$ км [3, 18]. Тогда вблизи эпицентра ($R \approx 42$ км) при $L_r = 25$ км имеем $\Pi_p(R) \approx 1.1$ Дж/м². Возгорание сухого веществ

ва возникает при $\Pi_{r\min} \approx 2...10$ МДж/м². Так что пожары при взрыве Румынского тела жителям заведомо не грозили.

ЭФФЕКТ УДАРНОЙ ВОЛНЫ

Цилиндрическая ударная волна. Полет метеороида с гиперзвуковой скоростью сопровождался генерацией цилиндрической ударной волны. Она начала генерироваться на высоте, где воздух для падающего тела представлял сплошную среду. Критерием «сплошности» является число Кнудсена $\text{Kn} = l/d \ll 1$, где l — длина свободного пробега молекул воздуха, d — диаметр тела [5]. Цилиндрическая волна заметной интенсивности возникает при $\text{Kn} \approx 0.007...0.012$. При $d \approx d_0 \approx 1.15$ м это имело место на высоте $z_{\max} \approx 82...85$ км соответственно. На высотах $z \leq 46$ км цилиндрическая волна накладывалась на взрывную ударную волну. Деление на цилиндрическую и взрывную волны достаточно условное. Первая из них менее интенсивная и своим конусом вытянута вдоль траектории.

Радиус цилиндрической волны дается следующим соотношением [35]:

$$R_c = M d,$$

где $M = v/v_s$ — число Маха, v и v_s — скорости космического тела и звука. При $v \approx v_0 \approx 35.7$ км/с, $v_s \approx 0.3$ км/с, $d \approx d_0 \approx 1.15$ м имеем $M \approx 119$ и $R_c \approx 137$ км. Радиусу R_c соответствуют характерный и фундаментальный периоды [35] акустических колебаний:

$$T'_c = \frac{R_c}{v_s}, \quad T_c = 2.81 \frac{R_c}{v_s}. \quad (24)$$

Таблица 3. Зависимость периодов акустических колебаний, генерируемых цилиндрической и взрывной волнами, от пройденного расстояния (расчет)

R , км	T'_c , с	T_c , с	T'_e , с	T_e , с
50	1.0	3.1	3.3	9.3
100	1.3	3.6	3.9	11.1
300	1.7	4.8	5.2	14.6
500	1.9	5.5	5.9	16.6
1000	2.3	6.5	7.0	19.7
1500	2.6	7.2	7.8	21.8

Согласно работе [35] эти периоды за счет дисперсии увеличиваются по закону

$$T'_c(R) = 0.562T'_c(R_c) \left(\frac{R}{R_c} \right)^{1/4},$$

$$T_c(R) = 0.562T_c(R_c) \left(\frac{R}{R_c} \right)^{1/4}. \quad (25)$$

Результаты расчетов этих периодов приведены в табл. 3.

Выражение для зависимости относительного давления во фронте цилиндрической волны от расстояния R приведено в работе [35]:

$$\frac{\Delta p}{p} = \frac{2\gamma}{\gamma + 1} \frac{0.4503}{(1 + 4.803R^2/R_c^2)^{3/8} - 1},$$

где $\gamma = 1.4$ — показатель адиабаты. Если же $R^2 \gg R_c^2$, то это соотношение упрощается:

$$\frac{\Delta p}{p} \approx 0.3 \left(\frac{R_c}{R} \right)^{3/4}. \quad (26)$$

Выражения (24) и (26) справедливы лишь при удалении от источника в горизонтальном направлении, так как они не учитывают экспоненциальное убывание атмосферного давления p при увеличении высоты z [13]:

$$p(z) = p(0)e^{-z/H}, \quad (27)$$

где $p(0) \approx 10^5$ Па — давление на поверхности Земли, т. е. при $z = 0$, H — приведенная высота атмосферы. В общем случае $H = H(z)$, и тогда p в соотношении (26) следует заменить на выражение [13]

$$p(z) = p(0) \exp \left(- \int_0^z \frac{dz}{H(z)} \right). \quad (28)$$

Если высоту отсчитывать от высоты взрыва z_e , то

$$p(z) = p(z_e) \exp \left(- \int_{z_e}^z \frac{dz}{H(z)} \right) \equiv p(z_e) e^{-I}, \quad (29)$$

где

$$I = \int_{z_e}^z \frac{dz}{H(z)}.$$

В экспоненциальной атмосфере [13]

$$\Delta p \propto \exp \left(- \int_{z_e}^z \frac{dz}{2H} \right),$$

$$p \propto \exp \left(- \int_{z_e}^z \frac{dz}{H} \right).$$

Тогда (26) с учетом (29) преобразуется к виду:

$$\frac{\Delta p}{p} \approx 0.3 \left(\frac{R_c}{R} \right)^{3/4} e^{I/2}.$$

В частности, у поверхности Земли при $z_e \approx 43$ км, $R \approx 53$ км, $R_c = 137$ м и значениях экспоненты $6.9 \cdot 10^{-2}$ имеем $\Delta p/p \approx 1.5 \cdot 10^{-4}$, а $\Delta p(0) \approx 15$ Па. При $z_{\max} \approx 72...75$ км значение экспоненты примерно равно $10^{-2.3}$, тогда на поверхности земли отношение $\Delta p/p \approx 1.4 \cdot 10^{-5}$, а $\Delta p(0) \approx 1.4$ Па. Из этих оценок следует, что амплитуда акустического сигнала, обусловленного цилиндрической волной в эпицентре взрыва, близка к 1.4...15 Па, т. е. при уменьшении высоты от 72...75 до 42 км амплитуда цилиндрической волны увеличивается примерно в 10 раз.

По мере удаления от траектории метеороида цилиндрическая волна по своей структуре постепенно приближается к структуре сферической волны, для которой $\Delta p(R) \propto R^{-1}$. Это происходит на расстояниях $R \gg (z_{\max} - z_e)/\sin \alpha \approx 46...50$ км, где $z_e \approx 43$ км.

Взрывная ударная волна. Будем полагать, что взрывоподобное выделение энергии имело место на длине траектории метеороида, равной $L_e = \Delta z_e / \sin \alpha \approx 3.9$ км. Тогда погонная плотность энергии $E_L = E_e / L_e \approx 0.8 E_{k0} / L_e \approx 3.3 \cdot 10^8$ Дж/м.

Будем считать, что основное взрывоподобное энергосодержание имело место вблизи высоты $z_e \approx 43$ км. Считая взрыв цилиндрическим, вычислим радиус ударной волны из следующего соотношения:

$$R_e = \sqrt{\frac{E_L}{\pi p(z_e)}},$$

где $p(z_e) \approx 164$ Па — давление атмосферы на высоте максимального энергосодержания. При $E_L \approx 0.33$ ГДж/м имеем $R_e \approx 0.8$ км, диаметр $2R_e \approx 1.6$ км. Таким образом, размеры огненного эллипсоида составляли $3.9 \times 1.6 \times 1.6$ км. При таких размерах взрывная ударная волна, строго говоря, не является сферической, она все же ближе к цилиндрической.

Результаты расчета характерного и фундаментального периодов по соотношениям (25) с заменой R_c на R_e приведены в табл. 3.

Таблица 4. Высотная зависимость давления в ударной волне

z, км	p_0 , Па	$\Delta p/p_0$	Δp , Па
0	10^5	$3.8 \cdot 10^{-4}$	43.1
5	$5.1 \cdot 10^4$	$7.1 \cdot 10^{-4}$	36.4
10	$2.6 \cdot 10^4$	$11.7 \cdot 10^{-4}$	30
15	$1.4 \cdot 10^4$	$1.9 \cdot 10^{-3}$	26.6
20	$6.9 \cdot 10^3$	$3.3 \cdot 10^{-3}$	22
25	$3.6 \cdot 10^3$	$6.2 \cdot 10^{-3}$	20
30	$1.8 \cdot 10^3$	$1.2 \cdot 10^{-2}$	22
35	$9.4 \cdot 10^2$	$3.6 \cdot 10^{-2}$	36
39	$5.5 \cdot 10^2$	$6.7 \cdot 10^{-2}$	37

Таблица 5. Высотные зависимости давления в ударной волне, плотности, приведенной высоты H и давления в невозмущенной атмосфере

z, км	ρ_0 , кг/м ³	2H, км	p_0 , Па	$\Delta p/p_0$	Δp , Па
50	$1.7 \cdot 10^{-3}$	15	70	0.09	6.3
60	$4.4 \cdot 10^{-4}$	15	10	0.075	0.75
70	$1.1 \cdot 10^{-4}$	16	3	0.08	0.24
80	$3 \cdot 10^{-5}$	17	1	0.14	0.11
90	$8 \cdot 10^{-6}$	18	0.3	0.15	0.06
100	$2.1 \cdot 10^{-6}$	19	0.1	0.21	0.02
120	$2.1 \cdot 10^{-7}$	21	10^{-2}	0.48	$4.8 \cdot 10^{-3}$
150	$2.1 \cdot 10^{-8}$	26	10^{-3}	1.08	$1.1 \cdot 10^{-3}$
200	$2.1 \cdot 10^{-9}$	44	10^{-4}	2.3	$2.3 \cdot 10^{-4}$
300	$2.1 \cdot 10^{-10}$	87	10^{-5}	4.5	$4.5 \cdot 10^{-5}$

Вблизи области взрыва цилиндрическая волна является существенно нелинейной. Ее амплитуда убывает по закону $\Delta p(R) \propto 1/R^2$. На расстоянии $R_L \approx 3.16R_e$ от z_e значение $\Delta p(z_e \pm R_L) \approx 0.1p(z_e)$. При $R > R_L \approx 2.5$ км почти линейная волна от метеороида становится практически сферической, т. е. $\Delta p(R) \propto 1/R$, в то время как на расстояниях $R < R_L$ она близка к цилиндрической.

Считая, что ударная волна распространяется в экспоненциальной атмосфере, для расстояний $R > R_L$ имеем соотношение для относительного избыточного давления:

$$\frac{\Delta p(R)}{p} = \frac{\Delta p(z_e \pm R_L)}{p(z_e \pm R_L)} \frac{R_L}{R} \exp\left(\frac{z - (z_e \pm R_L)}{2H}\right), \quad (30)$$

где $\Delta p(z_e - R_L) = 220$ Па. При расчете избыточного давления на высотах $z < z_e - R_L$ и $z > z_e + R_L$ в выражении (30) следует выбирать знаки «минус» и «плюс» соответственно. В частности, под эпицентром взрыва, где $R = 53$ км, имеем $\Delta p \approx 32.5$ Па. Значение экспоненты при этом составляет около $3.16 \cdot 10^{-2}$, $p(z_e - R_L) \approx 220$ Па. Оцененная амплитуда в 32.5 Па хорошо согласуется с данными измерений [38], где $(\Delta p^2)^{1/2} \approx 21 \dots 28$ Па. Результаты расчета $\Delta p(R)$ по соотношению (30) приведены в табл. 4.

Распространение ударной волны вверх привело к возмущению верхней атмосферы. При $R > > R_L$ также справедлива формула (30).

Результаты расчета высотной зависимости $\Delta p(z)$ для $z \geq 50$ км с использованием соотношения (30) приведены в табл. 5. При этом учитывалась высотная зависимость $H(z)$ и выполнялось численное интегрирование по z . Видно, что по мере увеличения высоты избыточное давление во фронте ударной волны достаточно быстро уменьшается. Относительное изменение $\Delta p/p_0$ сначала несколько уменьшается, а при $z \geq 80$ км увеличивается. На больших высотах $\Delta p/p_0 > 1$, и даже $\Delta p/p_0 \gg 1$. Реально величина эффекта будет несколько меньше, так как при расчетах не учитывалась диссипация энергии волны, которая при $\Delta p/p_0 > 0.2 \dots 0.3$ вызвана, прежде всего, влиянием нелинейности. При этом спектр акустического сигнала обогащается высшими гармониками, которые диссипируют на меньших высотах.

Энергия ударной волны в глубине атмосферы распространяется и в горизонтальном направлении. Этому способствуют стратосферный и термосферный волноводы. Так, при цилиндрической расходимости волны в волноводе на высоте $z \approx 100 \dots 150$ км и $R \approx 1000$ км $\Delta p/p_0 \approx 0.06 \dots 0.32$.

Выше приведены лишь оценки амплитуды ударных волн. Волновые профили ударных волн могут быть получены методами газовой динамики [27].

ТЕПЛОВОЙ ЭФФЕКТ

Динамика ударной волны. Метеороид, двигаясь в атмосфере, создал за собой нагретый след, который затем излучал электромагнитную энергию и расширялся до тех пор, пока давление газа в нем не сравнялось с атмосферным. При этом плотность воздуха существенно (в 10...100 раз) [18] уменьшалась. Для оценки параметров следа от метеороида учтем, что поперечная скорость ударной волны дается следующим соотношением [18]:

$$v_{st} = \frac{dR_s}{dt} = v \frac{r}{R_s}, \quad R_s(0) = r,$$

где r — радиус тела. Интегрирование этого соотношения при $v \neq v(t)$ дает

$$R_s = r \sqrt{1 + \frac{2vt}{r}}. \quad (31)$$

Поскольку характерное время движения метеороида равно $\tau_e = H/v \sin \alpha$,

$$R_s(\tau_e) \approx \sqrt{\frac{2rH}{\sin \alpha}} = \sqrt{\frac{Hd}{\sin \alpha}} = \sqrt{Ld}. \quad (32)$$

При $z = z_e$ значение $d \approx 10$ м, $H = 7.5$ км и $\alpha \approx 51^\circ$, $L \approx 10$ км, тогда имеем $R_s(\tau_e) \approx 316$ м. Характерное время расширения следа до $R_s = \kappa r$, как это следует из (31),

$$t_d = \frac{\kappa^2 - 1}{2v} r.$$

При $v \approx 30$ км/с на высоте $z \approx z_e$, $r \approx 5$ м и $\kappa = 5$ имеем $t_d \approx 2$ мс, что заметно меньше, чем $\tau_e \approx 0.3$ с и $\tau_r \approx 0.13$ с.

По мере излучения и расширения следа газ в нем охлаждается, пары взрыва конденсируются и образуется видимый след. Визуализации следа способствует также конденсация паров, возникших в результате абляции вещества космического тела. При диаметре следа $2R_s(\tau_e) \approx 0.63$ км угловой размер следа на расстоянии $R \approx 53$ км равен

$$\Delta\alpha = \frac{2R_s(\tau_e)}{R} \approx 0.012 \text{ рад} \approx 0.68^\circ.$$

Угловой размер следа метеороида был несколько больше углового размера Солнца (около 0.5°).

Заметим, что при $R_e \approx 0.8$ км

$$\Delta\alpha_c = \frac{2R_c}{R} \approx 0.030 \text{ рад} \approx 1.7^\circ,$$

что существенно больше углового размера Солнца.

Охлаждение следа. Уравнение для температуры продуктов взрыва имеет вид

$$Cm \frac{dT}{dt} = -\sigma(T^4 - T_0^4)S(t), \quad T(0) = T_m, \quad (33)$$

где C и m — удельная теплоемкость и масса продуктов взрыва, $S(t) \approx 2\pi r(L_e + r) \approx 2\pi r(t)L_e$.

Для цилиндрического взрыва радиус образования

$$r(t) = \left(\frac{E_L t^2}{\rho} \right)^{1/4} = r_e \left(\frac{t}{t_0} \right)^{1/2}. \quad (34)$$

Здесь $r_e = d_e/2$, $d_e \approx 10$ м, $t_0 = r_e^2 \sqrt{\rho/E_L}$. При $\rho \approx 4.2$ г/м³, $E_L \approx 0.33$ ГДж/м, $r_e \approx 5$ м имеем $t_0 \approx 89$ мкс.

При $m = m_e = m(z_e) = \text{const}$ и

$$S(t) = S_0 \left(\frac{t}{t_0} \right)^{1/2},$$

где $S_0 = 2\pi r_e L_e \approx 1.2 \approx 10^5$ м², решение уравнения (33) имеет вид

$$f(\theta) = \frac{4}{3} \left(\frac{t}{t_r} \right)^{3/2} + f(\theta_m). \quad (35)$$

Здесь $\theta = T/T_0$, $\theta_m = T_m/T_0$,

$$t_r = (t_\sigma t_0^{1/2})^{2/3}, \quad (36)$$

$$f(\theta) = \arctg \theta + \frac{1}{2} \ln \frac{\theta+1}{\theta-1},$$

$$t_\sigma = \frac{Cm_e}{\sigma T_0^3 S_0}. \quad (37)$$

При $T_m = 2260$ К, $T_0 = 260$ К имеем $\theta_m \approx 14$. В первые мгновения после взрывоподобного энерговыделения характерное время охлаждения за счет излучения дается соотношением:

$$t_{\sigma m} = \frac{Cm_e}{\sigma T_m^3 S_0}. \quad (38)$$

Очевидно, что $t_{\sigma m} \ll t_\sigma$.

Если бы охлаждение следа происходило только за счет излучения, то характерное время этого процесса было бы равно t_σ . Полагая в (37) и (38) $C = 800$ Дж/(кг · К), $m_e \approx 880$ кг, $T_0 \approx 250$ К, $T_m \approx 3500$ К, $S_0 \approx 1.2 \cdot 10^5$ м², получим, что $t_\sigma \approx 6.6$ с, а $t_{\sigma m} \approx 2.4$ мс. Тогда из (36) имеем $t_r \approx 16$ с. Время t_r является характерным временем охлаждения следа при совместном влиянии процессов тер-

Таблица 6. Временные вариации температуры воздуха в следе

t , мс	T/T_0	ΔT , К	T , К
0	14	3250	3500
0.28	12	2750	3000
0.59	10	2250	2500
1.3	8	1750	2000
2.8	6	1250	1500
6.2	4	750	1000
25.6	2	250	500
47.6	1.5	175	375
83.6	1.2	50	300
112	1.1	25	275
140	1.05	12.5	262.5
342	1.01	2.5	252.5

модинамического расширения с характерным временем $t_0 \approx 89$ мкс и излучения с характерным временем $t_\sigma \approx 6.6$ с. Заметим, что скорость расширения нагретого следа за счет турбулентной диффузии на порядок меньше скорости термодинамического расширения. Время последнего t_c при цилиндрическом взрыве находится из соотношения (34) при $r = R_c \approx 0.8$ км. Оно составляет около 2.7 с. За это время радиус следа за счет турбулентной диффузии увеличится на $\Delta r = \sqrt{D_{t0} t_c} \approx 90$ м, где $D_{t0} \approx 3.3 \cdot 10^3$ м²/с, $t_c \approx 2.7$ с.

Таким образом, наибольшая скорость охлаждения нагретого следа за счет термодинамического расширения и излучения имела место в интервале времени 0...30 мс. За это время θ уменьшается на порядок.

Результаты расчета временных зависимостей T/T_0 и ΔT по соотношению (35) приведены в табл. 6. Видно, что время релаксации температуры в следе метеороида не превышает 0.2...0.3 с. Скорость релаксации T на последних стадиях описывается следующим уравнением:

$$\frac{dT}{dt} \approx -\frac{8\sigma T_0^4}{C\rho_p r_m}(\theta - 1), \quad (39)$$

решение которого имеет вид

$$\theta = 1 + (\theta_1 - 1)e^{-(t-t_1)/t_{T\sigma}},$$

$$\theta_1 = \theta(t_1),$$

$$t_{T\sigma} = \frac{C\rho_p r_m}{8\sigma T_0^3},$$

где ρ_p — плотность продуктов взрыва в следе после расширения, максимальное значение радиуса r_m находится из выражения (34) при $t = 0.2...0.3$ с. Например, при $t = 0.25$ с имеем $r_m \approx 265$ м, а $dT/dt \approx -0.2$ К/с. Здесь учтено, что $\theta - 1 \approx 0.01$, а $\rho_p \approx \rho T_0/T \approx 5 \cdot 10^{-4}$ кг/м³. Характерное время $t_{T\sigma} \approx 15$ с.

Заметим, что скорость релаксации температуры существенно зависит от высоты, а значит и от теплоемкости вещества в следе, а также от поперечного масштаба следа r_m . Так, для Челябинского метеороида ($z_e \approx 23$ км) имеем соотношение для dT/dt , подобное выражению (39):

$$\frac{dT}{dt} \approx -\frac{16\sigma T_0^4}{C\rho_p H}(\theta - 1).$$

Например, при $\Delta t = 10$ ч, $\theta - 1 \approx 0.1$, $\rho_p \approx \rho_0 \approx 0.1$ кг/м³, $H \approx 7.5$ км и $T_0 \approx 210$ К имеем $dT/dt \approx -2.7 \cdot 10^{-4}$ К/с. При $\Delta t = 1$ ч получим, что $\Delta T \approx 1$ К. Таким образом, охлаждение следа от Челябинского метеороида на последних стадиях протекало очень медленно. По этой причине даже спустя 9 ч после взрыва, как показали измерения на японском метеорологическом ИСЗ MTSAT-2, превышение температуры в следе над фоном составляло около 70 К, или 33 %. За это время нагретая область под действием ветра переместилась в горизонтальном направлении на расстояние 32...96 км при скорости ветра $w = 10...30$ м/с.

Еще меньшей была скорость охлаждения следа при взрыве Тунгусского космического тела. При этом $dT/dt \approx 3 \cdot 10^{-5}$ К/с. За сутки температура воздуха в следе уменьшилась примерно на 3 К, а за десять суток — на 30 К. За десять суток нагретая область могла переместиться на расстояние порядка 10 тыс. км. Приведенные выше оценки dT/dt для Челябинского и Тунгусского метеороидов справедливы без учета всплывания нагретого следа. Реально следовало ожидать подъёма нагретого следа примерно на 10...20 км. При этом значения $|dT/dt|$ увеличатся соответственно в 3.8...14.4 раза.

ЭФФЕКТ МЕТЕОРОИДНОГО ПЛЮМА

В результате пролета метеороида под действием ударной волны в атмосфере образуется нагретый примерно до 3500 К след, по форме близкий к цилиндру. Его радиус в соответствии с выражением (32) дается следующим соотношением:

$$R_s(\tau_e) \approx \sqrt{Ld} = \sqrt{Hd / \sin \alpha}.$$

Нагретый до высоких температур воздух вместе с испарившимся веществом метеороида, расширяясь, устремляется вдоль следа и вверх. Так возникает эффект всплывания вещества, получивший название эффекта плюма.

Задача о движении плюма строго может быть решена численными методами трехмерной гидродинамики. Однако из-за существенного различия продольных (десятки километров) и поперечных (сотни метров) размеров следа численное решение этой задачи при помощи современных компьютеров сильно затруднено из-за необходимости применять достаточно малые размеры расчетной ячейки. Примеры гидродинамических расчетов для крупных ячеек приведены в работах [2, 18].

Далее описываются простые аналитические модели, позволяющие оценить основные параметры плюма. Для этого трехмерное движение плюма рассматривается отдельно как одномерное движение вдоль следа и как одномерное движение вверх. Основанием для такого подхода служит то, что скорости и времена движения вдоль следа и вверх, как будет показано далее, отличаются на порядок.

Движение плюма вдоль следа. Уравнение движения имеет вид

$$\frac{du}{dt} = -\frac{1}{\rho_p} \frac{dp}{dl} - g \sin \alpha,$$

где u — скорость движения плюма с объемной плотностью $\rho_p = \rho_0 T_0 / T \equiv \rho_0 / \beta_T$, ρ_0 и T_0 — невозмущенные значения плотности и температуры воздуха, $\beta_T = T/T_0$, $dl = dz / \sin \alpha$. При адиабатическом расширении газа

$$\frac{dp}{dz} = \gamma p \left(\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dz} \right) = -\gamma \frac{p}{H}.$$

Тогда уравнение движения сводится к такому:

$$\frac{du}{dt} = (\beta_T \gamma e^{-x} - 1) g \sin \alpha, \quad (40)$$

где γ — показатель адиабаты, $x = (z - z_e) / H$. Поскольку

$$\frac{du}{dt} = \frac{du}{dl} \frac{dl}{dt} = u \frac{du}{dl} = u \frac{du}{dz} \sin \alpha,$$

соотношение (40) принимает вид:

$$u \frac{du}{dx} = gH(\gamma \beta_T e^{-x} - 1). \quad (41)$$

Решение (41) может быть представлено так:

$$u = u_L (\tilde{\beta}(1 - e^{-x}) - x)^{1/2}, \quad \tilde{\beta} = \gamma \beta_T, \quad (42)$$

$$u_L = \sqrt{2gH}. \quad (43)$$

При $H \approx 7.5$ км из (43) имеем для характерной скорости $u_L \approx 383$ м/с.

Из соотношения (42) следует, что $u(x) = 0$ при $x = x_{\max}$ т. е. при

$$\tilde{\beta}(1 - e^{-x_{\max}}) - x_{\max} = 0.$$

При $x_{\max} \gg 1$ имеем $x_{\max} \approx \tilde{\beta}$.

Функция $u(x)$ принимает максимальное значение u_m при $x_m = \ln \tilde{\beta}$, которое дается следующим выражением:

$$u_m = u_L (\tilde{\beta} - 1 - \ln \tilde{\beta})^{1/2}. \quad (44)$$

При $\tilde{\beta} \gg 1$, $\tilde{\beta} \gg \ln \tilde{\beta}$ из (44) имеем $u_m \approx u_L \tilde{\beta}^{1/2}$.

Для Румынского метеороида при $\beta_T = \theta_m = 14$, $\gamma \approx 1.2$ имеем $\tilde{\beta} \approx 16.8$, $u_m \approx 1.6$ км/с, $x_m \approx 2.8$, а $x_{\max} \approx 16.8$.

Время достижения u_m , как следует из уравнения (40), оценивается как $t_m \approx u_m / \tilde{\beta} g \approx 9.7$ с. За это время плюм переместится на расстояние $\Delta l = \bar{u}(x) t_m$, где $\bar{u} \approx 0.5 u_m \approx 0.6$ км/с, т. е. примерно на 7.8 км. При этом высота плюма увеличится на $\Delta z = \Delta l \sin \alpha \approx 6$ км.

Далее оценим максимальную высоту подъема плюма из условия, что время его движения Δt_u равно времени жизни следа Δt_D . Последнее определяется диффузионными процессами, замыкающими след. Учítывая, что

$$\Delta t_{u \max} = \frac{\Delta l_{\max}}{\bar{u}},$$

$$\Delta t_D = \frac{(2R_s)^2}{D_i},$$

$$\bar{u} = \frac{1}{x_{\max 0}} \int_0^{x_{\max 0}} u(x) dx,$$

получим

$$\Delta z_{\max} = \Delta l_{\max} \sin \alpha = \frac{4R_{s0}^2 \bar{u}}{D_t} \sin \alpha. \quad (45)$$

Здесь \bar{u} — среднее значение скорости в диапазоне высот от z_e до $z_m = z_e + \Delta z_{\max}$, т. е. от $x = 0$ до $x = x_{\max 0} = \Delta z_{\max} / H$, $R_{s0}^2 = Ld \approx Ld_0$, D_t — коэффициент турбулентной диффузии.

Полагая для оценки $R_{s0}^2 \approx 10^4 \text{ м}^2$, $\bar{u} \approx 800 \text{ м/с}$, $D_t \approx 3000 \text{ м}^2\text{с}^{-1}$, из соотношения (45) получим, что $\Delta z_{\max} \approx 8.3 \text{ км}$, $z_m \approx 51 \text{ км}$, а время подъема на эту высоту $\Delta t_{\max} = \Delta z_{\max} / (\bar{u} \sin \alpha) \approx 13.3 \text{ с}$. Заметим, что высота z_m не может превышать высоту, где интенсивность ударной волны становится существенной. Важно также то, что $u(x)$ больше скорости звука. Это означает, что движущийся плюм способен генерировать вторичную баллистическую волну. Эта волна, достигая E- и F1-слоев ионосферы (высоты 100...150 км), может производить регистрируемые возмущения в верхней атмосфере и ионосфере. Более подробное описание этих эффектов выходит за рамки настоящей работы.

Движение плюма по вертикали. Сначала оценим кинематические параметры плюма. Известно, что метеорная пыль (аэрозоли) всегда есть на высотах 40...50 км. Скорость ее производства составляет около 10 кт/год [34]. Например, при взрыве Челябинского космического тела в стратосферу было выброшено несколько килотонн аэрозолей. При взрыве Румынского метеороида масса пыли не превышала массу тела на высоте взрыва, т. е. 880 кг (см. табл. 1). Пыль вместе с нагретым до температуры в 3500 К газом быстро расширились в направлении, перпендикулярном к направлению движения. В результате этого возникло горячее образование, часто именуемое термиком, длиной L_e и радиусом r , которое за счет силы Архимеда F_A со значительным начальным ускорением a_p в результате конвекции стало быстро подниматься вверх. По мере подъема образование увеличивалось в объеме, остывало за счет излучения, расширения и турбулентного перемешивания. Постепенно плотность

остывающего вещества приближалась к плотности холодного воздуха, сила Архимеда значительно уменьшалась и подъем образования практически прекратился.

Нагретое образование в первом приближении можно аппроксимировать цилиндром с длиной $L_e \approx 3,9 \text{ км}$ и радиусом, который во времени изменялся согласно соотношению (34) от $r_e \approx 5 \text{ м}$ до $r_m \approx 265 \text{ м}$.

Уравнение движения газа и пыли массой m в вертикальном направлении имеет вид

$$m \frac{dv}{dt} = F_A - mg - \frac{C_d}{2} \rho v^2 S, \quad (46)$$

где $m = \rho_p V$, ρ_p — плотность вещества в плюме объемом V , $F_A = \rho V g$ — сила Архимеда, g — ускорение свободного падения, $C_d \approx 1$ — коэффициент аэродинамического сопротивления, ρ — невозмущенная плотность воздуха, $S = 2rL_e$ — площадь сечения цилиндра радиусом r и длиной L_e . Предполагая, что масса пыли и газа в процессе всплывания и расширения остается неизменной, получим, что $V(t) = V_0 \tau$, $S(t) = S_0 \tau^{1/2}$, где согласно (34) $r(t) = r_e \tau^{1/2}$, $V_0 = \pi r_e^2 L_e$, $S_0 = 2r_e L_e$ и $\tau = t/t_0$. Из соотношения (46) при $r = r(t)$ и $\rho_p(t)$ имеем

$$\frac{dv}{dt} = \left(\frac{\rho}{\rho_p} - 1 \right) g - \frac{C_d}{\pi} \frac{\rho}{\rho_p} \frac{v^2}{r_s}. \quad (47)$$

Преобразуя (47) с учетом зависимостей $\rho_p(t)$ и $r(t)$, получим

$$\frac{dv}{dt} = \left(\frac{\rho}{\rho_e} \tau - 1 \right) g - \frac{C_d}{\pi} \frac{\rho}{\rho_e} \tau^{1/2} \frac{v^2}{r_e}. \quad (48)$$

Здесь $\rho_p(t) = \rho_e V_0 / V(t) = \rho_e / \tau$. Введем $\alpha = \rho / \rho_e \approx 1.4$, $\beta = C_d \alpha / \pi g r_e \approx 0.009 \text{ с}^2/\text{м}^2$. При этом учтено, что $\rho = 4.2 \text{ г/м}^3$, а $\rho_e = 2.9 \text{ г/м}^3$ при массе пыли $m_a \approx 880 \text{ кг}$ и объеме $V_0 \approx 3 \cdot 10^5 \text{ м}^3$. Тогда уравнение (48) примет вид

$$\frac{dv}{d\tau} = v_0 (\alpha \tau - 1 - \beta v^2 \tau^{1/2}), \quad (49)$$

где $v_0 = g t_0 \approx 8.7 \cdot 10^{-4} \text{ м/с}$.

Из соотношений (48) и (49) следует, что ускоренное движение нагретого объема воздуха (термика) начинается при $\rho \tau / \rho_e > 1$ или $\alpha \tau > 1$, т. е. при $t > 64 \text{ мкс}$. В первые 13 мс, т. е. при $\alpha \tau - 1 \gg \gg \beta v^2 \tau^{1/2}$, его движения сила сопротивления воздуха незначительна, ускорение и скорость

подъема продуктов взрыва быстро увеличиваются и описываются следующими соотношениями:

$$a_p(\tau) = g(\alpha\tau - 1),$$

$$v(\tau) = v_0 \left(\frac{\tau^2}{2} - \tau \right).$$

Решение (49) для всего интервала времени (от 27 мкс до 250 мс) показывает, что при $\tau = \tau_{\max}$ ускорение достигает своего максимального значения $a_p(\tau_{\max}) = a_{p\max}$. При $13 \text{ мс} < t < 17 \text{ мс}$ значение $\alpha_p(\tau) \approx \alpha_{p\max}$. Значение τ_{\max} с погрешностью около 10 % оценивается из следующего соотношения:

$$\tau_{\max} = \left(\frac{\alpha}{\beta v_{\infty} a_{p\max} t_0} \right)^2 = \left(\frac{v_{\text{ch}}^2}{v_{\infty} a_{p\max} t_0} \right)^2,$$

где $v_{\text{ch}} = (\pi g r_e / C_d)^{1/2} \approx 12.4 \text{ м/с}$. Оценку $a_{p\max}$ с погрешностью около 5 % можно получить, исходя из выражения

$$a_{p\max} = \sqrt[3]{\frac{2}{3} \left(\frac{\alpha v_{\text{ch}}^2}{v_{\infty} t_0} \right)^2} g.$$

Здесь $v_{\infty} = v_{\infty e} = \sqrt{\pi g r_m} \approx 90 \text{ м/с}$. Тогда $a_{p\max} \approx 1500 \text{ м/с}^2$, а $\tau_{\max} \approx 168$, $t_{\max} \approx 15 \text{ мс}$. При этом для $v(\tau)$ справедливо следующее приближенное соотношение:

$$v(\tau) = \left(\frac{\alpha\tau - a_{p\max}/g}{\beta\tau^{1/2}} \right)^{1/2}.$$

При $t > 17 \text{ мс}$ и вплоть до 250 мс, т. е. при $\tau = 555 \dots 6900$, ускорение $a_p(t)$ быстро уменьшается. Для этого интервала времени

$$v(\tau) = \sqrt{\frac{\alpha}{\beta}} \tau^{1/4} = v_{\text{ch}}^{1/4}.$$

При $t \geq 250 \text{ мс}$ подъемная сила практически уравнивается силой сопротивления, а скорость подъема продуктов взрыва достигает своего максимального значения, равного, как это следует из (47),

$$v_{\infty} = \left[\frac{\pi}{C_d} \left(1 - \frac{\rho_p(r_m)}{\rho} \right) g r_m \right]^{1/2}, \quad (50)$$

где r_m дается соотношением (34). При $C_d \approx 1$ и $\rho_p(r_m)/\rho \ll 1$ из (50) имеем

$$v_{\infty} = \sqrt{\pi g r_m}.$$

Добавим, что за время $t = 250 \text{ мс}$ продукты взрыва поднялись на высоту около 10 м, что намного

меньше, чем $r_m \approx 330 \text{ м}$. При этом $v_{\infty}(z_e) \approx 90 \text{ м/с}$.

Характерное время достижения скорости v_{∞} равно $t_{\text{ch}} = v_{\infty} / a_{p\max} \approx 60 \text{ мс}$.

При

$$p(z) = p(z_e) e^{-(z-z_e)/H}, \quad (51)$$

с учетом соотношения (34) получим, что

$$r_m(z) = r_m(z_e) e^{(z-z_e)/2H}. \quad (52)$$

Тогда

$$v_{\infty}(z) = v_{\infty e} e^{(z-z_e)/4H}, \quad (53)$$

где $v_{\infty e} = v_{\infty}(z_e)$.

Дополнительное ускорение плюма. После достижения скорости v_{∞} ускорение продуктов взрыва стремится к нулю. Продукты взрыва продолжают подниматься вверх. Постепенно движение снова становится ускоренным. Появление растущего с увеличением высоты ускорения $a_p(z)$ обусловлено уменьшением давления воздуха, приводящего к увеличению $r_m(z)$ и $v_{\infty}(z)$ (см. соотношения (52) и (53)). При этом

$$a_p(z) = \frac{dv}{dt} = v \frac{dv}{dz}. \quad (54)$$

С учетом соотношения (53) из (54) имеем

$$a_p(z) = \frac{v_{\infty e}^2}{4H} e^{(z-z_e)/2H} = a_{p0} e^{(z-z_e)/2H}, \quad (55)$$

где $a_{p0} = v_{\infty e}^2 / 4H \approx 0.27 \text{ м/с}^2$ при $v_{\infty e} \approx 90 \text{ м/с}$ и $H = 7.5 \text{ км}$.

Результаты оценки ускорения a_p , вызванного уменьшением давления воздуха, при $H = 7.5 \text{ км}$ и $v_{\infty e} \approx 90 \text{ м/с}$ по соотношению (55) приведены в табл. 7. Видно, что при увеличении высоты продуктов взрыва даже на 10 км ускорением продуктов взрыва можно пренебречь и считать движение практически равномерным.

Увеличение скорости v_{∞} эквивалентно движению с ускорением a_p , которое увеличивалось с увеличением высоты примерно от 27 до 53 см/с².

Таблица 7. Зависимость ускорения продуктов взрыва от их высоты подъема

Δz , км	a_p , см/с ²	Δz , км	a_p , см/с ²
0.1	27	5	38
1	29	10	53
2	31		

Характерное время увеличения скорости $t_{ch} = v_{\infty} / a_{p0} \approx 333$ с, что превышает время жизни плюма, равного 36...108 с (см. ниже).

Высота подъема плюма. За время расширения продуктов взрыва они сместились по высоте примерно на 40 м. При дальнейшем подъеме продуктов взрыва необходимо учитывать зависимость $v_{\infty}(z)$ согласно соотношению (53). При этом

$$\frac{d\Delta z}{dt} = v_{\infty} e^{\Delta z/4H}, \quad \Delta z(0) = 0 \text{ км}, \quad (56)$$

где $\Delta z = z - z_e$. Решение (56) имеет вид

$$\Delta z(t) = -4H \ln \left(1 - \frac{v_{\infty} t}{4H} \right). \quad (57)$$

При $v_{\infty} t \ll 4H$, т. е. при $t < 50...60$ с, из (57) получаем, что

$$\Delta z(t) \approx v_{\infty} t. \quad (58)$$

Как следует из выражения (58), смещение области нагретых продуктов взрыва Δz увеличивается пропорционально времени подъема t , т. е. движение плюма является практически равномерным. Максимальное время подъема плюма определяется временем его жизни τ_D . Плюм ис-

Таблица 8. Зависимость смещения области нагретых продуктов взрыва от времени подъема

Δt , с	Δz , км	Δt , с	Δz , км
1	0.09	20	1.9
2	0.18	30	2.8
3	0.27	50	4.9
5	0.45	75	7.6
10	0.9	100	10.7

Таблица 9. Зависимость скорости и времени оседания аэрозолей от их радиуса

r_p , мкм	v_p , м/с	τ_p , с	τ_p , сут
1	$4.6 \cdot 10^{-4}$	$9.8 \cdot 10^7$	1135
2	$1.8 \cdot 10^{-3}$	$2.5 \cdot 10^7$	284
5	$1.2 \cdot 10^{-2}$	$3.7 \cdot 10^6$	44
10	$4.6 \cdot 10^{-2}$	$9.8 \cdot 10^5$	11.3
20	$1.8 \cdot 10^{-1}$	$2.5 \cdot 10^5$	2.8
50	1.2	$3.7 \cdot 10^4$	0.44
100	4.6	$9.8 \cdot 10^3$	0.13

чезает под действием турбулентной диффузии. Тогда $\tau_D = r_m^2 / D_{t0}$. При $r_m \approx 265$ м, $D_{t0} \approx 3000 \text{ м}^2 \cdot \text{с}^{-1}$ имеем $\tau_D \approx 23.4$ с, а увеличение высоты плюма согласно (57) $\Delta z_{\max} \approx 2.2$ км. Если же $D_{t0} \approx 1000 \text{ м}^2 \cdot \text{с}^{-1}$, то $\tau_D \approx 70$ с и $\Delta z_{\max} \approx 7.1$ км. Результаты расчета Δz по соотношению (57) приведены в табл. 8.

Оседание аэрозолей. В процессе абляции, а затем и взрыва космического тела возникли его фрагменты с радиусом r_p от 10^{-6} до 10^{-2} м и массой m_p от 10^{-12} до 1 г. Относительно тяжелые фрагменты космического тела (с массой порядка 1 г) могли выпасть на поверхность Земли в виде метеоритов. Наиболее легкие пылинки (аэрозоли), напротив, поднялись вверх на 10 км, т. е. до высоты $z_p \approx 52$ км, вместе с горячими продуктами взрыва. В дальнейшем аэрозоли принимали участие в трех процессах. Во-первых, в медленном оседании на поверхность Земли. Во-вторых, в турбулентном перемешивании с окружающим воздухом. В-третьих, в переносе преобладающими ветрами вокруг Земли, осуществляя полный оборот примерно за двое суток.

Скорость оседания аэрозолей дается известным соотношением [22]:

$$v_p = \frac{2\rho_a g}{9\eta} r_p^2,$$

где $\rho_a \approx 3.3 \text{ т/м}^3$ — объемная плотность аэрозоля, $g \approx 9.8 \text{ м/с}^2$, $\eta = 1.7 \cdot 10^{-5} \text{ Па} \cdot \text{с}$ — коэффициент динамической вязкости атмосферного газа. Время оседания аэрозолей $\tau_p = z_p / v_p$. Результаты оценок v_p и τ_p для $z_p = 45$ км приведены в табл. 9. Из табл. 9 следует, что аэрозоли радиусом 1 мкм могут находиться в атмосфере более двух лет. Этого, однако, не происходит. За счет турбулентного перемешивания с окружающим газом эти аэрозоли исчезают за время

$$\tau_{pt} = \frac{z_p^2}{D_{t0}},$$

где D_{t0} — коэффициент турбулентной диффузии. Полагая $z_p = 52$ км, $D_{t0} = 1000...3000 \text{ м}^2/\text{с}$, получим, что $\tau_{pt} \approx 11...32$ сут. Если же $z_p \approx 46$ км, то $\tau_{pt} \approx 8.6...25$ сут.

Сравнение с результатами наблюдений. Приборные наблюдения за газопылевым облаком, возникшим после падения Румынского метеороида, не проводились. Поэтому полученные расчетные значения $\Delta z(t)$ целесообразно срав-

нить с экспериментальными данными Δz_{exp} для Челябинского метеороида, который вторгся в атмосферу Земли в 03:20:22 15 февраля 2013 г. (табл. 10). Результаты наблюдений аэрозольного следа описаны в работах [2, 10–12, 31]. Видно, что значения Δz и Δz_{exp} близки между собой. Близки также расчетные v_{∞} и экспериментальные v_{exp} значения скорости (см. табл. 10).

За время $t \approx 60$ с продукты взрыва поднимались на высоту около 34 км. При $t > 60$ с становится существенной турбулентная диффузия. Действительно, за счет турбулентного перемешивания диаметр цилиндрического образования увеличивается на величину $L_t = \sqrt{D_t t}$. При значении коэффициента турбулентной диффузии $D_t = 1000 \dots 3000 \text{ м}^2/\text{с}$ и $t = 60$ с имеем $L_t \approx 245 \dots 425$ м. При значении радиуса облака $r_m \approx 1050$ км объем продуктов взрыва на высоте 34 км увеличивался примерно в 6.6...8.5 раз, примерно на порядок уменьшилась величина нагрева продуктов взрыва, а их плотность приблизилась к плотности окружающего воздуха, т. е. $\rho_p \rightarrow \rho$. При этом подъемная сила $F = (\rho - \rho_e)Vg$ обратилась в нуль, подъем продуктов взрыва прекратился, что и наблюдалось авторами работы [31].

Далее сравним результаты расчетов и наблюдения эффекта оседания метеорной пыли.

В работах [10–12, 31] описаны результаты лидарного зондирования атмосферы над г. Москва и г. Обнинск Калужской обл. В ночь с 21 на 22 февраля 2013 года над г. Москва обнаружен пик рассеянного аэрозолями сигнала лидара, прошедшего с высоты 35 км. Примерно за 7 сут облако аэрозолей, двигаясь под действием западного ветра, прошло расстояние около 21 тыс. км.

При этом скорость западного ветра в стратосфере составляла около 35 м/с, что хорошо согласуется с результатами метеорологических наблюдений. Сигнал наблюдался в течение всего времени зондирования (с 15:49 UT 21 февраля до 23:50 UT 22 февраля). За 8 ч наблюдений слой опустился с 34.9 до 34.2 км. Такому опусканию соответствует вертикальная скорость $v_p \approx 2.4$ см/с и радиус аэрозолей $r_p \approx 8$ мкм.

Аэрозольные следы в атмосфере над Москвой наблюдались также 25, 26 февраля и 5 марта 2013 г. [10–12, 31].

Наблюдения показали, что после достижения максимальной высоты подъема (35 км) в течение первых 100 с аэрозольный след стал опускаться. За последующие 400 с его высота уменьшилась на 4 км (см. [11], рис. 3). Скорость опускания была близка к 10 м/с. С такой скоростью оседают частицы радиусом около 150 мкм.

Лидарные измерения стратосферного аэрозоля над Обнинском проведены в ночное время с 18 февраля до 11 марта 2013 г. [1]. Первый относительно слабый сигнал отмечен 18 февраля 2013 г. Сигнал приходил с высоты 42 км. После 20 февраля отражающие слои наблюдались в диапазоне высот от 34 до 38 км. Слои отсутствовали 22 и 23 февраля. Толщина слоев составляла несколько сот метров. Полученное на станции Обнинск отношение коэффициентов обратного рассеяния на длинах волн 355 и 532 нм позволило оценить размер аэрозолей [1]. Оказалось, что их диаметр был порядка 1 мкм. По расчетам время жизни таких аэрозолей составляло 5...14 сут при $z_p \approx 35$ км и 7...20 сут при $z_p \approx 42$ км. Действительно, время турбулентного перемешивания, а значит и время жизни аэрозолей с разме-

Таблица 10. Зависимость параметров атмосферы и нагретого объема газа от высоты при взрыве Челябинского метеороида

z , км	p , кПа	t , с	Δz , км	Δz_{exp} , км	r_m , м	v_{∞} , м/с	v_{exp} , м/с
23	4.7	0	0	0	510	125	–
24.2	4	10	1.3	1.2	550	130	130
25.3	3.4	18	2.3	2.3	600	136	140
33.4	1.16	55	7.8 (9.5)	10.4	1030 (1430)	178 (210)	210

В скобках приведены значения параметров с учетом увеличения объема продуктов взрыва в результате турбулентной диффузии.

ром 1...10 мкм, равно $t_t = z_p^2 / D_{t0}$. При $D_{t0} = 1000...3000 \text{ м}^2\text{с}^{-1}$, а также $z_p = 35$ и 42 км, имеем 5...14 или 7...20 сут соответственно. Это хорошо согласуется с результатами наблюдений на станции Москва: рассеянный сигнал отмечался 5 марта, т. е. через 20 сут после пролета Челябинского метеороида [10—12, 31].

Таким образом, предложенная модель подъема, стабилизации и разрушения газопылевого плюма, вызванного взрывом Румынского метеороида, позволила качественно и количественно объяснить основные наблюдаемые факты: рост скорости всплывания при увеличении высоты облака, продолжительность всплывания, максимальную высоту подъема газопылевого образования, оседание аэрозолей и их движение вокруг Земного шара. Пылинки с размером порядка 100 мкм опускались со скоростью около 10 м/с.

Установлена немонотонная зависимость ускорения движения плюма от высоты, обусловленная действием двух факторов. Первый из них связан с быстрым (на расстоянии около 25 м от места взрыва) увеличением скорости всплывания от 0 до 100 м/с за счет значительного (до 1500 м/с^2) ускорения, что привело к быстрому увеличению силы сопротивления окружающего воздуха и уменьшению ускорения практически до нуля. Второй фактор, обеспечивший медленный рост ускорения от 27 до 53 м/с^2 , обусловлен уменьшением давления воздуха, а значит, и уменьшением силы сопротивления движению по мере увеличения высоты подъема газопылевого облака.

Незначительное увеличение скорости всплывания от 101 до 104 м/с также объясняется уменьшением давления воздуха и силы сопротивления.

После подъема плюма примерно на 8 км от места взрыва наступила стабилизация его подъема. Причиной этого было охлаждение облака из-за турбулентного перемешивания с холодным воздухом. Этот фактор способствовал тому, что значение подъемной силы на высоте около 50 км обратилось практически в нуль.

После окончания всплывания плюм принял участие в трех процессах: в оседании пылинок на поверхность Земли, в дальнейшем турбулентном перемешивании с окружающим воздухом и в движении пылинок под действием ветра почти в

горизонтальном направлении. Из-за турбулентного перемешивания даже самые мелкие (1...10 мкм) аэрозоли существовали в атмосфере около 10...30 сут. За это время остатки газопылевого облака несколько раз обогнули земной шар. Пылинки с размером порядка 100 мкм опускались со скоростью 10 м/с.

Согласие результатов моделирования и наблюдений для Челябинского метеороида свидетельствуют об адекватности предложений в данной работе модели газопылевого плюма. Следовательно, эта модель хорошо описывает и плюм, возникший при взрыве Румынского метеороида.

ВЫВОДЫ

Проведен комплексный анализ основных процессов в системе Земля — атмосфера — ионосфера — магнитосфера, сопровождавших падение Румынского метеороида, и установлено следующее.

1. Начальная кинетическая энергия метеороида была близка к 1.66 ТДж, или 0.4 кт ТНТ. В энергию световой вспышки трансформировалось около 8 % начальной кинетической энергии космического тела.

2. Высота взрыва румынского тела была близка к 43 км, а длина области взрыва — около 3.3 км. Вблизи этой высоты скорость метеороида уменьшилась примерно на 35 %, масса — почти в три раза.

3. Избыточное давление на поверхности Земли вблизи эпицентра взрыва составило 20...30 Па. Этого оказалось недостаточно для того, чтобы вызвать разрушения элементов конструкций сооружений.

4. Относительные возмущения давления воздуха на ионосферных высотах над эпицентром взрыва достигали десятков и даже сотен процентов.

5. Энергия и мощность взрывоподобного процесса были близки к 1.3 ТДж и 10 ТВт.

6. Энергия и мощность световой вспышки составила около 0.136 ТДж и 1.6 ТВт соответственно. Энергия вспышки на 6—7 порядков была меньше энергии, при которой возникает воспламенение веществ и пожары.

7. Нагретый примерно до 3500 К след от метеороида остывал главным образом за счет излуче-

ния, а также в результате расширения и турбулентного перемешивания с холодным воздухом. В течение десятых долей секунды увеличение температуры следа составляло всего несколько кельвин.

8. После пролета и взрыва метеороида возник нагретый и разреженный след, вдоль которого перемещался плюм. Предложены две упрощенные одномерные модели движения плюма вдоль следа и в вертикальном направлении. Высота подъема плюма в обеих моделях была около 10 км.

Найдены временные и высотные зависимости скорости, ускорения и высоты подъема газопылевого облака, вызванного конвекцией нагретых продуктов взрыва. Оценены скорость, ускорение и высота вертикального подъема плюма.

10. Показано, что ускорение плюма в течение 15 мс увеличивалось от 0 до максимального значения 1500 м/с^2 .

В течение последующих 250 мс ускорение уменьшилось до нуля. Далее имело место движение облака вверх, близкое к равномерному. В интервале времени от 23 до 70 с, прошедшего после взрыва, ускорение незначительно увеличивалось из-за уменьшения давления. Скорость подъема при этом заметно не увеличивалась. По данным модельных расчетов эта скорость составляла около 90 м/с .

11. Движение вверх газопылевого плюма постепенно прекратилось из-за его остывания и турбулентного перемешивания с холодным воздухом. По расчетам, в зависимости от величины коэффициента турбулентной диффузии максимальная высота подъема плюма, достигнутая в конце 23...70 с после начала подъема, составляла 2.2...7.1 км.

12. После завершения всплывания газопылевое облако принимало участие в трех процессах: медленном оседании на поверхность Земли, в турбулентном перемешивании с окружающим воздухом и в переносе ветрами вокруг планеты.

13. Показано, что в отсутствие турбулентного перемешивания время жизни микрометровых пылинок составляло бы около трех лет. Реально же их время оседания ограничивалось турбулентным перемешиванием и составляло в зависимости от размера не более 10...30 сут.

ЛИТЕРАТУРА

1. Алпатов В. В., Буров В. А., Вагин Ю. П. и др. Геофизические условия при взрыве Челябинского (Чебаркульского) метеороида 15.02.2013 г. — М.: ФГБУ «ИПГ», 2013. — 37 с.
2. Артёмьева Н. А., Шувалов В. В. Атмосферный шлейф Челябинского метеороида // Динамические процессы в геосферах. Вып. 5. Геофизические эффекты падения Челябинского метеороида: сб. науч. тр. ИДГ РАН. Спец. вып. — М.: ГЕОС. — 2014. — С. 134—146.
3. Астероидно-кометная опасность: вчера, сегодня, завтра / Под ред. Б. М. Шустова, Л. В. Рыхловой. — М.: Физматлит, 2010. — 384 с.
4. *Астрономический вестник* (тем. вып.). — 2013. — 47, № 4.
5. Бронштэн В. А. Физика метеорных явлений. — М.: Наука, 1981. — 416 с.
6. Бронштэн В. А. Вход в атмосферу крупных метеороидов // *Астрон. вестник*. — 1993. — 27, № 1. — С. 102—121.
7. Бронштэн В. А. О физическом механизме квазинепрерывного дробления крупных метеорных тел // *Астрон. вестник*. — 1993. — 27, № 3. — С. 65—74.
8. Бронштэн В. А. Применение теории Григоряна к расчету дробления гигантских метеороидов // *Астрон. вестник*. — 1994. — 28, № 2. — С. 118—124.
9. Бронштэн В. А. Дробление и разрушение крупных метеорных тел в атмосфере // *Астрон. вестник*. — 1995. — 29, № 5. — С. 450—459.
10. Горькавый Н. Н., Лихарев Д. С., Миннибаев Д. Н. Цветовые вариации аэрозольного следа Челябинского болида // Метеорит Челябинск — год на Земле: Матер. Всероссийской науч. конф. / [редкол.: Н. А. Антипин и др.; сост. Н. А. Антипин]. — Челябинск, 2014. — С. 118—123.
11. Горькавый Н. Н., Тайдакова Т. А. Взаимодействие Челябинского болида с атмосферой // Метеорит Челябинск — год на Земле: Матер. Всероссийской науч. конф. [редкол.: Н. А. Антипин и др.; сост. Н. А. Антипин]. — Челябинск, 2014. — С. 124—129.
12. Горькавый Н. Н., Тайдакова Т. А., Проворникова Е. А., и др. Аэрозольный шлейф Челябинского болида // Метеорит Челябинск — год на Земле: Матер. Всероссийской науч. конф. [редкол.: Н. А. Антипин и др.; сост. Н. А. Антипин]. — Челябинск, 2014. — С. 130—135.
13. Госсард Э. Э., Хук У. Х. Волны в атмосфере. — М.: Мир, 1978. — 532 с.
14. Григорян С. С. О движении и разрушении метеороидов в атмосферах планет // *Космич. исслед.* — 1979. — 17, № 6. — С. 875—893.
15. Грицевич М. И., Стулов В. П., Турчак Л. И. Классификация последствий ударов природных космических

- тел о землю // Докл. Акад. наук. — 2009. — **429**, № 1. — С. 45—49.
16. *Динамические процессы в геосферах*. Вып. 5. Геофизические эффекты падения Челябинского метеороида: Сб. науч. тр. ИДГ РАН. Спец. вып. — М.: ГЕОС. — 2014. — 160 с.
 17. *Емельяненко В. В., Попова О. П., Чугай Н. Н. и др.* Астрономические и физические аспекты челябинского события 15 февраля 2013 года // *Астрон. вестник*. — 2013. — **47**, № 4. — С. 262—277.
 18. *Катастрофические воздействия космических тел* / Под ред. В. В. Адушкина, И. В. Немчинова. — М.: ИКЦ «Академкнига», 2005. — 310 с.
 19. *Кручиненко В. Г.* Математико-фізичний аналіз метеорного явища. — Киев.: Наук. думка, 2012. — 294 с.
 20. *Метеорит Челябинск — год на Земле: Матер. Всероссийской науч. конф.* / [редкол.: Н. А. Антипин и др.; сост. Н. А. Антипин]. — Челябинск, 2014. — 694 с.
 21. *Стулов В. П., Мирский В. Н., Вислый А. И.* Аэродинамика болидов. — М.: Наука, Физматлит, 1995. — 240 с.
 22. *Черногор Л. Ф.* Физика и экология катастроф. — Харьков: ХНУ им. В. Н. Каразина, 2012. — 556 с.
 23. *Черногор Л. Ф.* Физические эффекты пролета Челябинского метеорита // *Доп. Нац. акад. наук України*. — 2013. — № 10. — С. 97—104.
 24. *Черногор Л. Ф.* Плазменные, электромагнитные и акустические эффекты метеорита «Челябинск» // *Инж. физ.* — 2013. — **8**. — С. 23—40.
 25. *Черногор Л. Ф.* Основные эффекты падения метеорита Челябинск: результаты физико-математического моделирования // *Метеорит Челябинск — год на Земле: Матер. Всероссийской науч. конф.* / [редкол.: Н. А. Антипин и др.; сост. Н. А. Антипин]. — Челябинск, 2014. — С. 229—264.
 26. *Черногор Л. Ф., Ляшук А. И.* Инфразвуковые наблюдения взрыва болида над Румынией 7 января 2015 г. // *Кинематика и физика небес. тел.* — 2017. — **33**, № 6. — С. 34—54.
 27. *Шувалов А. В., Артемьева Н. А., Попова А. П.* Оценка параметров ударной волны, вызванной падением Челябинского космического тела // *Динамические процессы в геосферах*. Вып. 5. Геофизические эффекты падения Челябинского метеороида: Сб. науч. тр. ИДГ РАН. — М.: ГЕОС, 2014. — С. 48—59.
 28. *Borovička J., Spurný P., Grigore V. I., Svoreň J.* The January 7, 2015, superbolide over Romania and structural diversity of meter-sized asteroids // *Planet. and Space Sci.* — 2017. — **143**. — P. 147—158.
 29. *Chernogor L. F., Rozumenko V. T.* The physical effects associated with Chelyabinsk meteorite's passage // *Probl. Atomic Sci. and Technology*. — 2013. — **86**, N 4. — P. 136—139.
 30. *Gehrels T.* (Ed.). *Hazards due to comets and asteroids*. — Tucson; London: Univ. Arizona Press, 1994. — 1300 p.
 31. *Gorkavyy N. N., Taidakova T. A., Provornikova E. A.* Aerosol plume after the Chelyabinsk bolide // *Solar System Res.* — 2013. — **47**, N 4. — P. 275—279.
 32. *Grigoryan S. S.* Physical mechanism of Chelyabinsk superbolide explosion // *Solar System Res.* — 2013. — **47**, N 4. — P. 268—274.
 33. *Hills J.G., Goda M.P.* The fragmentation of small asteroids in the atmosphere // *Astron. J.* — 1993. — **105**, N 3. — P. 1114—1144.
 34. *Hunten D. M., Turco R. P., Toon O. B., et al.* Smoke and dust particles of meteoric origin in the mesosphere and stratosphere // *J. Atmos. Sci.* — 1980. — **37**. — P. 1342—1357.
 35. *Le Pichon A., Blanc E., Hauchecorne A.* Infrasound monitoring for atmospheric studies. — Dordrecht, Heidelberg, London, New York: Springer, 2010. — 734 p.
 36. *Popova O. P., Jenniskens P., Emelyanenko V., et al.* Chelyabinsk airburst, damage assessment, meteorite recovery, and characterization // *Science*. — 2013. — 342. — P. 1069—1073.
 37. *Popova O. P., Jenniskens P., Emelyanenko V., et al.* Supplementary material for Chelyabinsk airburst, damage assessment, meteorite, and characterization // *Science*. — 2013. — 145 p.
 38. *Pricopi D., Dascalu M., Badescu O., et al.* Orbit reconstruction for the meteoroid of the meteorite-producing fireball that exploded over Romania on January 7, 2015 // *Proc. Romanian Acad. Ser. A*. — 2016. — 17, N 2. — P. 133—136.

Стаття надійшла до редакції 30.10.17

REFERENCES

1. Alpatov V. V., Burov V. N., Vagin J. P., Galkin K. A., Givishvili G. V., Gluhov J. V., Davidenko D. V., Zubachev D. S., Ivanov V. N., Karhov A. N., Kolomin M. V., Korshunov V. A., Lapshin V. B., Leshenko L. N., Lysenko D. A., Minligareev V. T., Morozova M. A., Perminova E. S., Portnyagin, J. I., Rusakov J. S., Stal N. L., Syroeshkin A. V., Tertyshnikov A. V., Tulinov G. F., Chichaeva M. A., Chudnovsky V. S., Shtyrkov A. Y. Geophysical conditions at the explosion of the Chelyabinsk (Chebarkulsky) meteoroid in February 15, 2013. (FGBU "IPG" Publ., Moscow, Russia, 2013) [in Russian].
2. Artem'jeva N. A., Shuvalov V. V. The Chelyabinsk meteoroid atmospheric plume. *Dinamicheskije processy v geosferah. Vypusk 5. Geophysicheskije efekty padenija Chelyabinskogo meteoroida: sbornik nauchnyh trudov IDG RAN. Special'nyj vypusk*, 134—146. (GEOS, Moskva, 2014) [in Russian].
3. Shustov B. M., Ryhlova L. V. (eds.). *Asteroid-Comet Hazards: Yesterday, Today, and Tomorrow*. Moscow, Russia: Fizmatlit Publ., 384 p. (2010) [in Russian].
4. *Solar System Research*. **47** (4). (Thematical issue) (2013).

5. Bronshten V. A. *Physics of Meteor Phenomena*, 416 p. (Springer Netherlands, 1983).
6. Bronsten V. A. The entry of the large meteoroids into the atmosphere. *Astronomicheskij vestnik*, **27** (1), 102—121 (1993) [in Russian].
7. Bronsten V. A. About physical mechanism of the large meteor bodies quasicontinuous fragmentation. *Astronomicheskij vestnik*. **27** (3), 65—74 (1993) [in Russian].
8. Bronsten V. A. The theory Grigoryan using to the case of the giant meteoroids fragmentation. *Astronomicheskij vestnik*. **28** (2), 118 —124 (1994) [in Russian].
9. Bronsten V. A. Large meteor bodies fragmentation and destruction into the atmosphere. *Astronomicheskij vestnik*. **29** (5), 450—459 (1995) [in Russian].
10. Gor'kavyj N. N., Liharyov D. S., Minnibayev D. N. The aerosol trace colour variations of the Chelyabinsk meteoroid. *The Chelyabinsk Meteorite — one year on the Earth: Proceedings of All-Russian Scientific Conference*. N. A. Antipin (ed.), 118—123 (Chelyabinsk, 2014) [in Russian].
11. Gor'kavyj N. N., Tajdakova T. A. The interaction of the Chelyabinsk meteoroid with atmosphere. *The Chelyabinsk Meteorite — one year on the Earth: Proceedings of All-Russian Scientific Conference*. N. A. Antipin (ed.), 124—129 (Chelyabinsk, 2014) [in Russian].
12. Gor'kavyj N. N., Tajdakova T. A., Provornikova E. A., Gor'kavyj I. N., Ahmetvaleev M. M. The aerosol plume of the Chelyabinsk meteoroid. *The Chelyabinsk Meteorite — one year on the Earth: Proceedings of All-Russian Scientific Conference*. N. A. Antipin (ed.), 130—135 (Chelyabinsk, 2014) [in Russian].
13. Gossard E. E., Hooke Y. X., *Waves in the Atmosphere: Atmospheric Infrasound and Gravity Waves, Their Generation and Propagation (Developments in Atmospheric Science)*. Elsevier Scientific Pub. Co., 472 p. (1975)
14. Grigoryan S. S. Motion and Destruction of Meteorites in Planetary Atmospheres. *Cosmic Research*, **17** (6), 724—740 (1980).
15. Gritsevich M. I., Stulov V. P., Turchak L. I. Classification of the Consequences for Collisions of Cosmic Bodies with the Earth. *Doklady Physics*, **54** (11), 499 — 503 (2009).
16. *Dinamicheskije processy v geospherah. Vypusk 5*. Geophysical effects of the Chelyabinsk meteoroid fall: Proceedings IDG RAN. Thematical issue, 160 p. (GEOS, Moskva, 2014) [in Russian].
17. Emelyanenko V. V., Popova O. P., Chugaj N. N., Sheljakov M. A., Pahomov Ju. V., Shustov B. M., Shuvalov V. V., Birjukov E. E., Rybnov JU. S., Marov M. Ja., Ryhlova L. V., Naroenkov S. A., Kartashova A. P., Harlamov V. A., Trubeckaja I. A. Astronomical and physical aspects of the Chelyabinsk event. (February 15, 2013). *Solar System Research*, **47** (4), 240 — 254 (2013).
18. Adushkin V. V., Nemchinov, I. V. (eds). *Catastrophic Impacts of Cosmic Bodies*. 310 p. (Moscow, Russia: ECC Akademkniga Publ., 2005) [in Russian].
19. Kruchinenko V. G. *Mathematical and physical analysis of the meteor phenomenon*, 294 p. (Kyiv, 2012) [in Ukrainian].
20. Antipin N. A. (ed.) *The Chelyabinsk Meteorite — one year on the Earth: Proceedings of All-Russian Scientific Conference*. Chelyabinsk, Russia: Kamennyi pojas Publ., 694 p. (Chelyabinsk, 2014) [in Russian].
21. Stulov V. P., Mirskii V. N., Vislyi A. I. *Aerodynamics of Bolides*, 240 p. (Moscow, Russia: Nauka Publ., 1995) [in Russian].
22. Chernogor L. F. *Physics and Ecology of Disasters*. 556 p. (V. N. Karazin Kharkiv National University Publ., Kharkiv, 2012) [in Russian].
23. Chernogor L. F. Physical effects of the Chelyabinsk meteorite passage. *Dopovidi Natsionalnoi akademii nauk Ukraini*. N 10, 97 — 104 (2013) [in Russian].
24. Chernogor L. F. Plasma, electromagnetic and acoustic effects of meteorite «Chelyabinsk». *Engineering Physics*. **8**, 23 — 40 (2013) [in Russian].
25. Chernogor L. F. Main effects of Chelyabinsk meteorite falling: physics and mathematics calculation results. *Meteorit Cheljabinsk — god na Zemle : materialy Vserossijskoj nauchnoj konferencii*. Eds N. A. Antipin, 229 — 264. (Chelyabinsk, 2014) [in Russian].
26. Chernogor L. F., Liashchuk O. I. Infrasound observations of the bolide explosion over Romania on January 7, 2015. *Kinematics and Physics of Celestial Bodies*, **33** (6), 276 — 290 (2017).
27. Shuvalov V. V., Artem'jeva N. A., Popova A. P. The shock wave parameters estimation caused the Chelyabinsk meteoroid fall. *Dinamicheskije processy v geospherah. Vypusk 5. Geofizicheskije efekty padenija Chelyabinskogo meteoroida: sbornik nauchnyh trudov IDG RAN*. Special'nyj vypusk, 48 — 59 (GEOS, Moskva, 2014) [in Russian].
28. Borovička J., Spurný P., Grigore V. I., Svorec J. The January 7, 2015, superbolide over Romania and structural diversity of meter-sized asteroids. *Planetary and Space Science*. **143**, 147 — 158 (2017).
29. Chernogor L. F., Rozumenko V. T. The physical effects associated with Chelyabinsk meteorite's passage. *Problems of Atomic Science and Technology*. **86** (4), 136 — 139 (2013).
30. Gehrels T. (Ed.). *Hazards Due to Comets and Asteroids*, 1300 p. (Univ. Arizona Press, Tucson; London, 1994).
31. Gorkavyi N. N., Taidakova T. A., Provornikova E. A. Aerosol plume after the Chelyabinsk bolide. *Solar system research*. **47** (4), 275—279 (2013).
32. Grigoryan S. S. Physical mechanism of Chelyabinsk superbolide explosion. *Solar System Research*. **47** (4), 268 — 274 (2013).
33. Hills J.G., Goda M.P. The fragmentation of small asteroids in the atmosphere. *Astron. J.* **105** (3), 1114 — 1144 (1993).
34. Hunten D. M., Turco R. P., Toon O. B., et al. Smoke and dust particles of meteoric origin in the mesosphere and stratosphere. *J. Atmos. Sci.* **37**, 1342—1357 (1980).

35. Le Pichon A., Blanc E., Hauchecorne A. Infrasound monitoring for atmospheric studies. — Dordrecht, Heidelberg, London, New York, Springer, 734 p. (2010).
36. Popova O. P., Jenniskens P., Emelyanenko V., et al. Chelyabinsk airburst, damage assessment, meteorite recovery, and characterization. *Science*. **342**, 1069–1073 (2013).
37. Popova O. P., Jenniskens P., Emelyanenko V., et al. Supplementary material for Chelyabinsk airburst, damage assessment, meteorite, and characterization. *Science*, 145 p. (2013).
38. Pricopi D., Dascalu M., Badescu O., et al. Orbit reconstruction for the meteoroid of the meteorite-producing fireball that exploded over Romania on January 7, 2015. *Proc. Romanian Academy, Series A*, **17** (2), 133 — 136 (2016).

Received 30.10.17

Л. Ф. Черногор

Харківський національний університет
імені В. Н. Каразіна, Харків, Україна

ФІЗИЧНІ ЕФЕКТИ РУМУНСЬКОГО МЕТЕОРОЇДА. I

Проведено комплексне моделювання процесів у всіх геосферах, що були зумовлені падінням та вибухом типового метеороїда. В якості прикладу притягується подія, яка мала місце над Румунією 7 січня 2015 р. Оцінено механічні, оптичні, газодинамічні та теплові ефекти, що супроводжували падіння румунського метеороїда. Показано, що основне енерговиділення (біля 10^{12} Дж) мало місце поблизу висоти 44 км, де швидкість втрат маси досягала приблизно 14.5 т/с, потужність оптичного ви-

промінювання — біля 1 ТВт. Поблизу епіцентру вибуху метеороїда тиск у фронті ударної хвилі складав декілька десятків паскалів. Проліт космічного тіла призвів до утворення газопильового плюму. Нагрітий слід від метеороїда остигав впродовж кількох секунд.

Ключові слова: метеороїд, взаємодія з атмосферою, механічні, оптичні, газодинамічні та теплові ефекти, газопильовий плюм.

L. F. Chernogor

V. N. Karazin National University of Kharkiv,
Kharkiv, Ukraine

PHYSICAL EFFECTS OF THE ROMANIAN METEOROID. I

Here, we present a comprehensive modeling study of the processes induced in all geospheres by the passage and explosion of a representative meteoroid. As an example, we analyze the event that occurred over Romania on January 7, 2015. The modeling allows estimating of mechanical, optical, gas-dynamical, and thermal effects associated with the passage of the Romanian meteoroid. The major release of energy (10^{12} J) is shown to occur at approximately 44 km altitude where the rate of mass loss and the optical radiation power have reached approximately 14.5 t/s and 1 TW respectively. The pressure at the shock at the epicenter of the meteoroid explosion was equal to several dozen pascals. The passage of the cosmic body led to the formation of a gas-dust plume. The hot trace from the meteoroid was cooling down for a few seconds.

Keywords: meteoroid, interaction with atmosphere, mechanical, optical, gas-dynamic and thermal effects, gas-dust plume.