

doi: <https://doi.org/10.15407/kfnt2023.03.003>

УДК 533.6.011.6+523.682

Л. Ф. Черногор

Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна
Майдан Свободи 4, м. Харків, Україна, 61022
e-mail: Leonid.F.Chernogor@gmail.com

Фізичні ефекти метеороїда Юйшу. 2

Виконано комплексне моделювання процесів у всіх геосферах, зумовлених падінням та вибухом метеороїда Юйшу у провінції Цинхай (Китайська Народна Республіка) 22 грудня 2020 р. Оцінено термодинамічні та плазмові ефекти, а також ефекти турбулентності, що супроводжували падіння метеороїда Юйшу. Показано, що проліт космічного тіла призвів до утворення газопилового плюму. Нагрітий слід від метеороїда охолоджувався протягом декількох годин. Розглянуто чотири стадії охолодження сліду метеороїда. Перша з них тривала приблизно 0.2 с, за рахунок випромінювання температура сліду зменшилася вдвічі. Під час другої стадії (~3 с) мало місце охолодження за рахунок випромінювання та розширення сліду, температура зменшилася на 20 %. Протягом третьої стадії тривалістю 6 с продукти вибуху та нагрітий газ (термік), маючи прискорення близько 30 м/с^2 , набрали швидкість підйому до значень 140 м/с , температура зменшилася на 10 %. Четверта стадія тривала приблизно 50 с, термік інтенсивно приєднував холодне повітря, поступово охолоджувався та гальмувався. Максимальна висота підйому терміка досягла 7...8 км. Продукти вибуху (пилінки, аерозолі), що входили до складу терміка, надалі брали участь у трьох процесах: повільному осіданні на поверхню Землі, турбулентному перемішуванні з навколишнім повітрям, у перенесенні переважними вітрами навколо планети. Показано, що ефект турбулентності у сліді метеороїда був добре виражений, а ефект магнітної турбулентності практично не проявився. Оцінено основні параметри плазми у сліді: висотні залежності лінійної та об'ємної концентрацій електронів, значень часу їхньої

© Головна астрономічна обсерваторія Національної академії наук України, 2023

© Видавець ВД «Академперіодика» Національної академії наук України, 2023

релаксації, частот зіткнень частинок, питомої провідності плазми, часів релаксації температури електронів. Показано, що лінійна і об'ємна концентрації електронів у сліді у початковий момент становили $10^{19} \dots 4 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3}$ та $10^{17} \dots 10^{21} \text{ м}^{-3}$, а питома провідність плазми — порядку $10^3 \text{ Ом}^{-1} \text{ м}^{-1}$. Обговорюється роль пилового компонента плазми.

Ключові слова: метеороїд Юйшу, комплексне моделювання, термодинамічні ефекти, плазмові ефекти, ефекти плюму, ефекти турбулентності.

ВСТУП

Механічним, оптичним і газодинамічним ефектам метеороїда Юйшу присвячено першу частину роботи автора [30].

Мета другої частини роботи — викладення результатів розрахунків і оцінок термодинамічних і плазмових ефектів, а також ефектів плюму та турбулентності, які супроводжували падіння космічного тіла у провінції Цинхай 22 грудня 2020 р.

Позначення в цій частині роботи такі ж, як і у першій частині [30].

Підкреслимо, що перераховані ефекти для крупних метеороїдів як в теоретичному, так і в експериментальному планах вивчено недостатньо. У наявності є лише оцінки окремих ефектів [3—7, 13, 18, 19, 28, 33, 34]. Автором зроблено спробу оцінки всього комплексу ефектів для Челябінського, Румунського та Липецького метеороїдів [21—23, 26, 27, 31]. В узагальнюючих роботах з вивчення Челябінського метеороїда [10—12, 14, 15, 17, 36, 37] перераховані вище ефекти взагалі не розглядалися.

ТЕПЛОВИЙ ЕФЕКТ

Динаміка ударної хвилі. Метеороїд, рухаючись в атмосфері, створив за собою нагрітий слід, який потім генерував ударні хвилі, випромінював електромагнітну енергію та розширювався до тих пір, поки тиск газу в ньому не зрівнявся з атмосферним. При цьому щільність повітря істотно (у 10...100 разів) [16] зменшувалась. Для оцінки параметрів сліду від метеороїда врахуємо, що поперечна швидкість ударної хвилі дається співвідношенням [16]:

$$\frac{dR_{sw}}{dt} = \frac{r}{R_s}, \quad R_{sw}(0) = r,$$

де r — радіус тіла. Інтегрування цього співвідношення при $t=0$ дає

$$R_{sw} = r \sqrt{1 + \frac{2t}{r}}. \quad (1)$$

Оскільки характерний час руху метеороїда дорівнює $t_e = H / \sin \alpha$,

$$R_{sw}(\alpha) = \sqrt{\frac{2rH}{\sin \alpha}} \sqrt{\frac{Hd}{\sin \alpha}} \sqrt{Ld}. \quad (2)$$

При $z = z_e$ та значеннях $d = 18.6$ м, $H = 7.5$ км і $\alpha = 5^\circ$, $L = 86$ км із (2) маємо $R_{sw}(\alpha) = 1.26$ км. Характерний час розширення сліду до $R_s = r$, як це випливає з (1), дорівнює

$$t_d = \frac{2}{v} r.$$

При $v = 12$ км/с на висоті $z = z_e$, $r_e = d/2 = 9.3$ м і $R_{sw}/r = 134$ маємо значення $t_d = 6.5$ с, яке є зіставним зі значенням $t_L = 6.3$ с, але більшим, ніж $t_r = 1.3$ с [30].

У процесі випромінювання та розширення сліду газ в ньому охолоджується, пари вибуху конденсуються, і утворюється видимий слід. Візуалізації сліду сприяє також конденсація парів, які виникли в результаті абляції речовини космічного тіла. При діаметрі сліду $2R_{sw}(\alpha) = 2.5$ км кутовий розмір сліду на відстані $R = 100$ км дорівнює

$$\frac{2R_{sw}(\alpha)}{R} = 2.5 \cdot 10^{-2} \text{ рад} = 1.4^\circ.$$

Кутовий розмір сліду метеороїда був помітно більшим за кутовий розмір Сонця (близько 0.5°).

Відзначимо, що при радіусі сферичної вибухової хвилі $R_s = 0.6$ км

$$\frac{2R_s}{R} = 0.04 = 2.3^\circ.$$

Охолодження сліду. Нагрітий слід від метеороїда, який називається терміком, охолоджується за рахунок теплового випромінювання, теплового розширення, підйому з приєднанням холодного повітря, гідростатичного розширення в результаті зменшення тиску навколишнього повітря при підйомі терміка, збільшення об'єму в результаті турбулентної дифузії.

Будемо розрізняти чотири стадії охолодження.

1. При $t < t_1$ щільність ρ_p речовини у сліді є більшою за щільність незбуреного газу. Значення t_1 визначається з умови $\rho_p(t_1) = \rho_0(z_e)$. При цьому ρ_p визначається в основному сумарною масою m фрагментів метеороїда. Радіус циліндричного утворення змінюється за законом $r(t) = t^{1/2}$ [28, 30].

2. При $t_2 < t < t_1$, де t_2 — час розширення сліду від r_e до $r_m = R_c = 800$ м [30], щільність речовини в терміку визначається в основному щільністю нагрітого повітря:

$$\rho_e = \frac{T_0}{T} \rho_c, \quad (3)$$

де $\rho = T/T_0$, T і T_0 — температура повітря у сліді та в незбуреній атмосфері, $\rho_0(z_e) = 1.22 \cdot 10^{-2} \text{ кг/м}^3$ — щільність повітря на висоті вибуху $z_e = 35.5 \text{ км}$. При цьому площа S поверхні терміка та його об'єм V даються співвідношеннями

$$S(t) = 2 r(t)L_e, \quad (4)$$

$$V(t) = \frac{2}{3} r^2(t)L_e. \quad (5)$$

Тут $L_e = 17.2 \text{ км}$ [30]. Об'єм моделюється еліпсоїдом обертання з півосями r , r і $L_e/2$. Відношення $S(t)/V(t) = r^{-1}(t) = t^{-1/2}$.

3. При $t_3 > t > t_2$, де t_3 — час набору швидкості підйому терміка, він набув значної (близько 140 м/с) швидкості.

4. При $t > t_3$ термік енергійно піднімається, приєднує великі маси холодного повітря, збільшується в діаметрі за рахунок зменшення тиску навколишнього повітря, його об'єм збільшується також за рахунок турбулентної дифузії. Всі ці фактори призводять до прискореного охолодження терміка, його гальмування та зупинки.

Рівняння для температури продуктів вибуху має вигляд

$$Cm \frac{dT}{dt} = (T^4 - T_0^4)S(t), \quad T(0) = T_m, \quad (6)$$

де C та m — питома теплоємність і маса утворених продуктів вибуху, $S(t) = 2 r(t)L_e$ — площа поверхні вогняного утворення при його моделюванні циліндром.

Розглянемо першу стадію охолодження терміка.

Для циліндричного вибуху радіус утворення

$$r(t) = \frac{E_L t^2}{e}^{1/4} = r_e \frac{t}{t_0}^{1/2}. \quad (7)$$

Тут $r_e = d_e/2$, $d_e = 18.6 \text{ м}$, $t_0 = r_e^2 \sqrt{e/E_L}$. При $e = 1.22 \cdot 10^{-2} \text{ кг/м}^3$, $E_L = 4.65 \cdot 10^8 \text{ Дж/м}$, $r_e = 9.3 \text{ м}$ маємо значення $t_0 = 440 \text{ мкс}$, що набагато менше за t_L , t_r і t_d .

Маса продуктів вибуху m_e і маса нагрітого повітря m_a визначають загальну масу речовини в терміку. З умови $\rho(t_0) = \rho_0(z_e)$ з урахуванням (3) і (5) маємо

$$\frac{m_e}{V(t)} = \frac{m_a}{V(t)} \rho(t, z_e) = \frac{\rho_0(z_e)}{\rho(t, z_e)},$$

де $V(t) = \frac{2}{3} r^2(t)L_e$, згідно з (7) $r(t) = r_e(t/t_0)^{1/2}$. Тоді

$$m_e = \frac{\rho_0(z_e)}{\rho(t_1, z_e)} V(t_1) = \frac{\rho_0(z_e)}{\rho(t_1, z_e)} \frac{2}{3} r_e^2 L_e \frac{t_1}{t_0}.$$

Тут $L_{e1} = 3.4$ км [30]. Звідси

$$t_1 = t_0 \frac{3 m_e}{2 \rho_0(z_e) r_e^2 L_{e1}}. \quad (8)$$

При $\rho_0(z_e) = 1.22 \cdot 10^{-2}$ кг/м³, $t_0 = 4.4 \cdot 10^{-4}$ с, $r_e = 9.3$ м, $m_e = 0.87 m_0 = 3.8 \cdot 10^5$ кг, $L_{e1} = 3.4$ км з виразу (8) отримаємо $t_1 = 0.022$ с. При середньому за часом значенні $\rho_0 = 10$ (див. нижче) маємо $t_1 = 0.22$ с.

При $m = m_e = m(z_e) = \text{const}$ з урахуванням (4) і (7) маємо

$$S(t) = S_0 \left(\frac{t}{t_0} \right)^{1/2}, \quad (9)$$

де $S_0 = 2 r_e L_{e1} = 2 \cdot 10^5$ м², розв'язок рівняння (6) має вигляд

$$f(\theta) = \frac{4}{3} \frac{t}{t_1} \theta^{3/2} = f(\theta_{m1}). \quad (10)$$

Тут $\theta = T/T_0$, $T_0 = 240$ К, $\theta_{m1} = T_m/T_0 = 17.9$ [28],

$$f(\theta) = \arctg \frac{1}{2} \ln \frac{1}{1 - \theta^2}, \quad (11)$$

$$t_1 = (t_0^{1/2})^{2/3}, \quad (12)$$

$$t = \frac{C m_e}{T_0^3 S_0}. \quad (13)$$

При $C = 10^3$ Дж/(кг К), $m_e = 0.9 \cdot 10^5$ кг, $T_0 = 240$ К і $S_0 = 2 \cdot 10^5$ м² з (13) і (12) отримаємо, що $t = 1650$ с, $t_1 = 10.6$ с.

Із рівняння (10) випливає, що

$$t = t_1 \frac{3}{4} (f(\theta) - f(\theta_{m1}))^{2/3}.$$

Якби охолодження сліду проходило лише за рахунок випромінювання, тоді характерний час цього процесу становив би t . Час t_1 є характерним часом охолодження сліду при спільному впливі процесів термодинамічного розширення з характерним часом $t_0 = 440$ мкс та випромінювання з характерним часом $t = 1650$ с.

Результати розрахунку часових залежностей θ , T і T за співвідношенням (10) наведено у табл. 1. Видно, що час зменшення удвічі температури у сліді метеороїда становить близько 100 мс.

Протягом другої стадії ($t = t_0 / (t_1 - t)$), $S(t)/V(t) = t^{-1/2}$, і рівняння (6) у безрозмірних змінних набуде вигляду

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{t_0^4 - 1}{t_1} \frac{t_0}{t} \right)^{1/2}, \quad (0) = m_2 = 7, \quad (14)$$

де t_1 дається виразом (12). Розв'язок (14) описується виразом

Таблиця 1. Зміни з часом відносної температури T_r , абсолютної температури T та її перевищення $T - T_0$ у сліді метеороїда

t, c	T_r	T, K	$T - T_0, K$
0.0087	17	4080	3840
0.012	16	3840	3600
0.024	15	3600	3360
0.034	12	2880	2640
0.059	10	2400	2160
0.10	8	1920	1680
0.30	6	1440	1200
3.1	4	960	720
58	3	720	480
223	2	480	240
550	1.5	360	120
960	1.3	312	72
2100	1.1	264	24

$$(t) = \frac{m_2}{\sqrt[4]{\frac{4}{m_2} \left(\frac{4}{m_2} - 1 \right) e^{(t/t_2)^{1/2}}}}, \quad (15)$$

$$t_2 = \frac{t_1^2}{t_0} = 2.5 \cdot 10^5 \text{ c}. \quad (16)$$

З виразу (16) видно, що час охолодження на цій стадії дуже значний. Результати розрахунку T_r , T та $T - T_0$ також наведено в табл. 1.

Розглянемо третю стадію охолодження сліду від метеороїда. При цьому $S(t) = \text{const}$, $m(t) = \text{const}$. Рівняння для r_m має вигляд

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{r_m^4}{t_3} \right) = - \frac{4}{t_3} r_m^3, \quad (17)$$

$$t_3 = \frac{C_0(z_e)r_m}{3 T_0^3} = t_1 \frac{r_m}{r_0} = 2735 \text{ c}. \quad (18)$$

Тут максимальний радіус нагрітого утворення $r_m = R_e = 800 \text{ м}$ [30]. Розв'язок (17) може бути представлено у вигляді

$$t = t_3 \left(f(t) - f(t_3) \right), \quad (19)$$

де $f(t)$ дається співвідношенням (11).

Результати розрахунку T_r , T та $T - T_0$ із використанням розв'язку (19) представлено в табл. 1.

Порівняємо часи релаксації на перших трьох стадіях $t_1 = 10.6 \text{ с}$, $t_2 = 2.5 \cdot 10^5 \text{ с}$ і $t_3 = 2700 \text{ с}$. Видно, що на другій та третій стадіях охолодження терміка йде дуже повільно. Якщо перша стадія була дуже нетривалою ($\sim 0.2 \text{ с}$), друга тривала близько 3 с, то третя стадія тривала

Таблиця 2. Часові залежності відносної температури θ , відносного прискорення a/g , характерної швидкості v_m , швидкості v та висоти z підйому метеороїдного пюму

t, c	t_v, c	r, m		a/g	$a, m/c^2$	$v, m/c$	$v_m, m/c$	z, m	z_0, m
0.01	0.26	44.3	16	15	147	160	1.5	0.007	174
0.03	0.46	76.6	12	11	108	158	3.2	0.05	231
0.1	0.95	140	8	7	68.6	154	6.9	0.34	346
0.3	1.7	243	6	5	49	151	14.7	2.2	465
1	2.6	443	5.3	4.3	42	149	41	21	529
2	3.7	626	4.6	3.6	35	146	65	67	609
3	4.8	767	4	3	29.4	143	78	125	696
10	5.4	800	3.7	2.7	26.5	141	135	907	750
30	5.9	800	3.4	2.4	23.5	139	139	3600	822
50	6.6	800	3.1	2.1	20.6	136	136	6600	898

близько 6 с. За цей час термік, маючи велике прискорення a , набув великої швидкості (~ 140 м/с) і змістився вгору майже на 1 км (табл. 2). Рух з такою швидкістю призводив до інтенсивного приєднання мас холодного повітря та підсилення турбулізації у терміку. Як показано в роботі [29], швидкість збільшення маси приєднаного повітря пропорційна швидкості та повній площі S поверхні терміка:

$$\frac{dm_a}{dt} = \gamma_T S_T \rho_0,$$

де $\gamma_T = 0.1$ — коефіцієнт захоплення холодного повітря, для $t > t_2 = 3$ с площа $S_T = 2 R_e L_e = 8.6 \cdot 10^7$ м². Початкова маса повітря в об'ємі $V_m = 2 R_e^2 L_e / 3 = 2.3 \cdot 10^{10}$ м³ становить $m_{a0} = 2 R_e^2 L_e (\rho_0) / 3$. Тоді за час t маємо

$$\frac{m_a}{m_{a0}} = \frac{3}{R_e} \frac{t - t_0}{3} \frac{t}{R_e}.$$

При $v = 140$ м/с, $t = 3$ с, $t_0 = 4$ маємо $m_a / m_{a0} = 0.6$. При $t = 5$ с, тобто $t = 8$ с, $m_a / m_{a0} = 1$.

При досягненні помітної швидкості та помітному зміщенні терміка, тобто при $t = 10 \dots 15$ с, рівняння для маси, швидкості та температури речовини в терміку необхідно розв'язувати спільно, як це зроблено в роботі [29]. Додамо, що при $v = 100 \dots 200$ м/с та $L_t = 2r_m = 1.6$ км коефіцієнт турбулентної дифузії $D_t = \nu_t L_t$ становить $(1.6 \dots 3.2) \cdot 10^4$ м²/с, що значно більше від незбуреного значення $D_{t0} = 100 \dots 1000$ м²/с. Це також сприяло збільшенню маси терміка та його охолодженню.

ПІДЙОМ МЕТЕОРОЇДНОГО ПЛЮМУ

У результаті прольоту метеороїда під дією ударної хвилі в атмосфері утворився нагрітий приблизно до 4300 К слід, за формою близький до

циліндра. Його радіус у відповідності з виразом (2) дається співвідношенням

$$R_{sw}(e) = \sqrt{Ld} \sqrt{Hd/\sin \alpha}.$$

Нагріте до високих температур повітря разом із речовиною метеороїда, яка випарувалась, розширюючись, спрямовується вздовж сліду та вгору. Так виникає ефект спливання речовини, який отримав назву ефекту плюму. У випадку метеороїда Юйшу через малість кута рух був у основному вгору.

Як відомо, задача про рух плюму строго може бути розв'язана числовими методами тривимірної гідродинаміки. Однак через істотну відмінність повздовжніх (десятки кілометрів) і поперечних (сотні метрів) розмірів сліду числове розв'язання цієї задачі за допомогою сучасних комп'ютерів сильно ускладнене через необхідність застосовувати достатньо малі розміри розрахункової комірки. Приклади гідродинамічних розрахунків для вельми крупних комірок наведено в роботі [16].

Далі описуються прості аналітичні моделі, які дозволяють оцінити основні параметри плюму. Для цього замість тривимірного руху плюму розглядається одновимірний рух вгору. Подібні моделі наведені автором у роботі [25].

Розглянемо рух плюму по вертикалі. Спочатку оцінімо кінематичні параметри плюму.

Відомо, що метеорний пил (аерозолі) завжди наявний на висотах 20...30 км. Швидкість його утворення становить приблизно 10 кт/рік [35]. Наприклад, при вибуху челябінського космічного тіла у стратосферу було викинуто декілька кілотонн аерозолів. При вибуху Липецького метеороїда маса пилу не перевищувала декілька десятків тонн [28]. Для метеороїда Юйшу ця маса досягала 50...100 т. Пил разом із нагрітим до температури в 4000 К газом швидко розширились у напрямку, перпендикулярному до напрямку руху. В результаті цього виникло гаряче утворення довжиною L_e та радіусом R_e , яке за рахунок сили Архімеда F_A зі значним початковим прискоренням a_p в результаті конвекції стало швидко підніматися вгору. Під час підйому утворення збільшувалось в об'ємі, охолоджувалось за рахунок випромінювання, розширення та турбулентного перемішування. Поступово щільність охолоджуваної речовини наближалась до щільності холодного повітря, сила Архімеда значно зменшувалась, і підйом утворення практично припинився.

Нагріте утворення у першому наближенні можна апроксимувати циліндром із довжиною $L_e = 17.2$ км і радіусом, який у часі змінювався згідно із виразом (7) від $r_e = 9.3$ м до $R_e = 800$ м.

Через пологу траєкторію площа поперечного перерізу $S_1 = 2rL_e$, де $r(t)$ — радіус циліндричного об'єму. На першій стадії ($t < t_1$) термік залишався практично нерухомим. Для другої та третьої стадії маємо таке рівняння руху газу та пилу масою m у вертикальному напрямку:

$$m \frac{d}{dt} F_A - mg = \frac{C_d}{2} \rho_0^2 S_1, \quad (20)$$

де $m = \rho V$, ρ — щільність речовини у плюмі об'ємом V , $F_A = \rho_0 V g$ — сила Архімеда, g — прискорення вільного падіння, $C_d = 0.6$ — коефіцієнт аеродинамічного опору, ρ_0 — незбурена щільність повітря, S_1 — площа поперечного перерізу циліндра радіусом r і довжиною L_e . Припускаючи, що маса пилу та газу у процесі спливання та розширення залишається незмінною, отримаємо, що $V(t) = V_0$, $S_1(t) = S_{10}^{1/2}$, де згідно із (7) $r(t) = r_e^{1/2}$, $V_0 = \frac{2}{3} r_e^2 L_e$, $S_{10} = 2r_0 L_e$ та t/t_0 . Із співвідношення (20) при $r = r(t)$ та $V = V(t)$ маємо

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{V}{r} \right) = 1 - g \frac{3C_d}{2} \frac{V^2}{r(t)}. \quad (21)$$

На третій стадії тиск всередині терміка зрівнявся із зовнішнім тиском. При цьому $\rho_0/\rho = T/T_0$, $r(t) = R_e$. Тоді з (21) отримаємо рівняння

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{V}{R_e} \right) = (1 - a_r) g \frac{3C_d}{2} \frac{V^2}{R_e}, \quad (22)$$

де $a_r = (-1)g$ — прискорення терміка, $a_r = 3C_d V^2 / 2 R_e$ — його гальмування.

На другій стадії при $t < 2...3$ с $a \gg a_r$,

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{V}{R_e} \right) = at, \quad (23)$$

$$z = \int_0^t (t) dt = \frac{at^2}{2}. \quad (24)$$

При $a = a_r$ маємо

$$\sqrt{\frac{2 g R_e (1 - a_r)}{3 C_d}}.$$

При $a \gg 1$ отримаємо, що

$$m = \sqrt{\frac{2 g R_e}{3 C_d}}.$$

При $g = 9.8 \text{ м/с}^2$, $R_e = 0.8 \text{ км}$, $C_d = 0.6$ маємо $m = 165 \text{ м/с}$. Як видно з (22), характерний час становлення швидкості підйому дорівнює

$$t = \frac{1}{(1 - a_r)g}.$$

На третій стадії $t = 4$ та $t = 4.8$ с. Характерний час зменшення набагато більший, ніж t . Ця обставина дозволяє розв'язати рівняння

(22), вважаючи, що (t) — функція, що змінюється повільно. Співвідношення (22) зручно переписати у вигляді

$$\frac{d}{dt} a \left(1 - \frac{z^2}{a^2} \right), \quad (0) = 0. \quad (25)$$

Розв'язок рівняння (25) дається виразом

$$(t) = \operatorname{th} \frac{at}{a}. \quad (26)$$

При $at \ll a$ маємо співвідношення (23) та (24). Для висоти підйому z із врахуванням (26) маємо рівняння

$$\frac{d}{dt} z = \operatorname{th} \frac{at}{a}, \quad z(0) = 0. \quad (27)$$

Розв'язок (27) має вигляд

$$z(t) = z_0 \operatorname{lnch} \frac{at}{a}, \quad z_0 = \frac{a^2}{2}. \quad (28)$$

Якщо $at \gg a$, то $z(t) \approx at^2/2$. При $at/a \gg 1$ з (28) отримаємо, що

$$z(t) \approx \frac{a^2}{2} \operatorname{ch} \frac{at}{a}. \quad (29)$$

З виразу (29) випливає, що при достатньо великих t , тобто при $t \gg a/a = (2 R_e / 3 C_d g (-1))^{1/2}$ маємо $z \sim t$. При $17.9 \dots 1.1$ повинно бути $t \gg 1 \dots 12.5$ с.

Як видно із співвідношень (28) і (29), максимальна висота підйому залежить від a , а значить і від R_e .

Припустимо, що $t = 50$ с. Тоді з (28) при $a = 136$ м/с отримаємо, що $z \approx 6.6$ км. Реально значення z буде дещо меншим, оскільки не враховувалася низка факторів: приєднання холодного повітря, збільшення радіуса терміка при збільшенні висоти через зменшення тиску навколишнього повітря, турбулізація повітря під терміком. Все це призводило до зменшення a , а значить і z , а також t . У будь-якому випадку значення z не могли перевищувати 7...8 км. Це помітно менше, ніж висота підйому терміка від Челябінського метеороїда, для якого $z \approx 10$ км. Причина розбіжностей полягає в різниці початкових енергій і значень кута α .

ОСІДАННЯ АЕРОЗОЛІВ

У процесі абляції, а потім і вибуху космічного тіла виникли його фрагменти з радіусом r_p від 1 мкм до 1 см і масою m_p від 10^{-15} до 10^{-3} кг. Відносно важкі фрагменти космічного тіла (з масою понад 1 г) випали на поверхню Землі у вигляді метеоритів. Найлегші пилінки (аерозо-

лі), навпаки, піднялися вгору на 7...8 км, тобто до висоти $z_p = 42...43$ км разом із гарячими продуктами вибуху. У подальшому аерозолі брали участь у трьох процесах. По-перше, у повільному осіданні на поверхню Землі. По-друге, в турбулентному перемішуванні з навколишнім повітрям. По-третє, у переносі домінантними вітрами навколо Землі, здійснюючи повний оберт приблизно за дві доби [1, 10—12, 32].

Швидкість осідання аерозолів дається відомим співвідношенням [20, 24]:

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

де $\rho_a = 3.3 \cdot 10^{-3}$ кг/м³ — об'ємна щільність аерозолію, $g = 9.8$ м/с², $\rho_p = 1.7 \cdot 10^{-5}$ Па·с — коефіцієнт динамічної в'язкості атмосферного газу. Час осідання аерозолів $t_{os} = z_p / v_p$. Отримані оцінки v_p і t_{os} для $z_p = 42$ км наведено в табл. 3. Видно, що аерозолі радіусом 1 мкм можуть перебувати в атмосфері більше двох років. Цього, однак, не відбувається. За рахунок турбулентного перемішування з навколишнім газом ці аерозолі зникають за час

$$t_{dis} = \frac{z_p^2}{D_{t0}},$$

де D_{t0} — коефіцієнт турбулентної дифузії. Припускаючи, що $z_p = 40$ км, $D_{t0} = 1000...3000$ м²/с, отримаємо, що $t_{dis} = 18.5...6.2$ доби. Якщо ж $z_p = 45$ км, то $t_{dis} = 23.4...7.8$ доби.

Використану модель підйому, стабілізації та руйнування газопилового плюму, викликаного вибухом метеороїда Юйшу, апробовано на прикладі Челябінського космічного тіла. Модель дозволила якісно та кількісно пояснити основні спостережні факти: збільшення швидкості спливання при збільшенні висоти плюму, тривалість спливання, максимальну висоту підйому газопилового утворення, осідання аерозолів і їхній рух навколо Земної кулі.

Встановлено залежності прискорення та швидкості руху плюму від висоти. Спочатку мало місце швидке збільшення швидкості спли-

Таблиця 3. Залежність швидкості та часу осідання аерозолів від їхнього радіуса

r_p , мкм	v_p , м/с	t_{os} , 10 ⁵ с	t_{dis} , діб
1	$4.6 \cdot 10^{-4}$	910	1057
2	$1.8 \cdot 10^{-3}$	230	271
3	$4.1 \cdot 10^{-3}$	100	116
5	0.012	35	41
10	0.046	9.1	10.6
20	0.18	2.3	2.7
30	0.41	1.0	1.16
50	1.2	0.35	0.41
100	4.6	0.091	0.11

вання від 0 до 100 м/с за рахунок значного (до 160 м/с²) початкового прискорення. Це призвело до швидкого збільшення сили опору навколишнього повітря та зменшення прискорення практично до нуля.

Після підйому пльому приблизно на 7...8 км від місця вибуху настала стабілізація його підйому. Причиною цього було охолодження хмари через турбулентне перемішування з холодним повітрям. Цей фактор сприяв тому, що значення підйомної сили на висоті близько 42...43 км звелось практично до нуля.

Після завершення спливання пльом узяв участь у трьох процесах: в осіданні пилинок на поверхню Землі, у подальшому турбулентному перемішуванні з навколишнім повітрям і в русі пилинок під дією вітру майже в горизонтальному напрямку. Через турбулентне перемішування навіть найменші (1...10 мкм) аерозолі перебували в атмосфері близько 10...20 діб. За цей час залишки газопилової хмари декілька разів обігнули Земну кулю. Пилінки з розміром 10...100 мкм опускались зі швидкістю 4.6 см/с ... 4.6 м/с.

ЕФЕКТ ТУРБУЛЕНТНОСТІ

Турбулентність у суцільному середовищі стає визначальною, якщо число Рейнольдса [2] набуває значень

$$Re = \frac{v}{\nu} = \frac{v d}{\nu} \geq Re_{cr} \approx 10^3. \quad (30)$$

Тут v і d — швидкість і діаметр космічного тіла, ν — кінематична та динамічна в'язкості, ρ — щільність атмосфери на заданій висоті. Умова (30) при діаметрі $d = 6.2$ м, $\nu = 1.7 \cdot 10^{-5}$ Па·с та $v = 13$ км/с реалізується при $\rho = 2 \cdot 10^{-5}$ кг/м³, тобто на висотах $z < 75$ км.

Таким чином, слід метеороїда був сильно турбулізованим на висотах $z = 35...75$ км. Зовнішній масштаб турбулентності дорівнює $L_t = d(z) = 6.2...18.6$ м на висотах 75...35 км відповідно. Час становлення турбулентності

$$t_t = \frac{L_t}{v} = \frac{L_t}{v} \approx (4.8...14.3) \cdot 10^{-3} \text{ с}$$

для того ж діапазону висот. Тут $t_t = L_t/v$, v — характерна швидкість турбулентного руху. Зазвичай припускають $v \approx 0.1$ [2, 4]. Видно, що при $z > 35$ км $t_t = L_t/v \sim 6.3$ с, тобто процес турбулізації був порівняно малоінерційним.

Коефіцієнт турбулентної дифузії оцінимо таким чином:

$$D_t = v L_t = v^2 t_t$$

При $v = 1.3 \cdot 10^3$ м/с і $L_t = 6.2...18.6$ м маємо $D_t = (0.8...2.4) \cdot 10^4$ м²с⁻¹. У незбуреній атмосфері на висотах 35...100 км $D_{t0} = 100...1000$ м²с⁻¹. Видно, що на всіх висотах $D_t > D_{t0}$.

Слід метеороїда заповнено плазмою з питомою провідністю σ . Турбулентність плазми характеризується магнітним числом Рейнольдса

$$Re_m = \sigma_0 L_t, \quad (31)$$

де σ_0 — магнітна стала. При вказаних вище значеннях σ , L_t , а також значенні $\sigma_0 = 10^3 \text{ Ом}^{-1}\text{м}^{-1}$ (див. далі) з виразу (31) отримаємо $Re_m = 10 \dots 30$ для $z = 75 \dots 35$ км відповідно. Критичне значення $Re_{mcr} = 40$. Таким чином, $Re_m < Re_{mcr}$. Лише поблизу висоти вибухоподібного виділення енергії ($z = 35$ км) могло бути $Re_m \approx Re_{mcr}$.

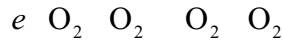
ПЛАЗМОВІ ЕФЕКТИ

Концентрація електронів. Лінійна концентрація електронів обчислюється з рівняння

$$i = \frac{dm}{M_m dt}.$$

Припустимо $M_m = 5 \cdot 10^{-26}$ кг, $i = 1.54 \cdot 10^{-2}$ [2]. Розраховані значення i та об'ємної концентрації електронів $N_e = i/S$ наведено в табл. 4. Видно, що поблизу висоти максимального енерговиділення $i_{max}(0) = 4.4 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-1}$, а $N_{max}(0) = 1.5 \cdot 10^{21} \text{ м}^{-3}$; на всіх висотах ступінь іонізації плазми $s_i(0) = N(0)/N_n \ll 1$, де N_n — концентрація нейтралів у сліді.

Після закінчення процесу іонізації електрони зникають в результаті прилипання до молекул кисню при потрійних зіткненнях у реакції [8, 38]:



Таблиця 4. Висотні профілі основних параметрів атмосфери та плазмового сліду метеороїда

z , км	N_n , м^{-3}	$N[O_2]$, м^{-3}	$i(0)$, м^{-1}	$N(0)$, м^{-3}	$s_i(0)$	N_e , м^{-3}
100	$9.6 \cdot 10^{18}$	$1.1 \cdot 10^{18}$	$7.8 \cdot 10^{18}$	$2.3 \cdot 10^{17}$	$2.4 \cdot 10^{-2}$	$2.4 \cdot 10^{14}$
95	$1.9 \cdot 10^{19}$	$4 \cdot 10^{18}$	$1.5 \cdot 10^{19}$	$5.1 \cdot 10^{17}$	$2.7 \cdot 10^{-2}$	10^{15}
90	$3.9 \cdot 10^{19}$	$8.2 \cdot 10^{18}$	$3 \cdot 10^{19}$	10^{18}	$2.5 \cdot 10^{-2}$	$4.4 \cdot 10^{15}$
85	$1.1 \cdot 10^{20}$	$2.2 \cdot 10^{19}$	$5.6 \cdot 10^{19}$	$1.9 \cdot 10^{18}$	$1.7 \cdot 10^{-2}$	$3.2 \cdot 10^{16}$
80	$2.9 \cdot 10^{20}$	$6.2 \cdot 10^{19}$	$1.1 \cdot 10^{20}$	$3.7 \cdot 10^{18}$	$1.3 \cdot 10^{-2}$	$2.5 \cdot 10^{17}$
75	$7.6 \cdot 10^{20}$	$1.6 \cdot 10^{20}$	$2.1 \cdot 10^{20}$	$7 \cdot 10^{18}$	$9.2 \cdot 10^{-3}$	$1.7 \cdot 10^{18}$
70	$2 \cdot 10^{21}$	$4.2 \cdot 10^{20}$	$4.1 \cdot 10^{20}$	$1.4 \cdot 10^{19}$	$7 \cdot 10^{-3}$	$1.1 \cdot 10^{19}$
65	$3.7 \cdot 10^{21}$	$7.9 \cdot 10^{20}$	$8.1 \cdot 10^{20}$	$2.7 \cdot 10^{19}$	$7.3 \cdot 10^{-3}$	$4.1 \cdot 10^{19}$
60	$7 \cdot 10^{21}$	$1.5 \cdot 10^{21}$	$1.6 \cdot 10^{21}$	$5.4 \cdot 10^{19}$	$7.7 \cdot 10^{-3}$	$1.5 \cdot 10^{20}$
55	$1.6 \cdot 10^{22}$	$3.2 \cdot 10^{21}$	$3.2 \cdot 10^{21}$	$1.1 \cdot 10^{20}$	$6.9 \cdot 10^{-3}$	$6.5 \cdot 10^{20}$
50	$3.4 \cdot 10^{22}$	$7.2 \cdot 10^{21}$	$6.3 \cdot 10^{21}$	$2.1 \cdot 10^{20}$	$6.2 \cdot 10^{-3}$	$3.4 \cdot 10^{21}$
45	$7.3 \cdot 10^{22}$	$1.5 \cdot 10^{22}$	$1.2 \cdot 10^{22}$	$4.1 \cdot 10^{20}$	$5.6 \cdot 10^{-3}$	$1.5 \cdot 10^{22}$
40	$1.6 \cdot 10^{23}$	$3.3 \cdot 10^{22}$	$2.3 \cdot 10^{22}$	$7.8 \cdot 10^{20}$	$4.9 \cdot 10^{-3}$	$6.6 \cdot 10^{22}$
35	$3.3 \cdot 10^{23}$	$7 \cdot 10^{22}$	$4.4 \cdot 10^{22}$	$1.5 \cdot 10^{21}$	$4.5 \cdot 10^{-3}$	$3.2 \cdot 10^{23}$

та рекомбінації з метеорними іонами. Рівняння балансу числа частинок має вигляд

$$\frac{dN}{dt} = k_a N - r N^2, \quad N|_{t=0} = N(0), \quad (32)$$

де k_a — коефіцієнт прилипання, k_a — швидкість реакції, r — коефіцієнт радіативної рекомбінації метеорних частинок. Врахуємо, що [8, 38]

$$k_a = k_{a0} \frac{300}{T} e^{600/T}, \quad k_{a0} = 1.4 \cdot 10^{41} \text{ м}^6 \text{ с}^{-1},$$

$$r = r_0 \frac{T_0}{T}^{3/2}, \quad r_0 = 10^{18} \text{ м}^3 \text{ с}^{-1},$$

Індекс «0» означає незбурені умови. Розв'язок (32) має вигляд

$$N = \frac{N(0)N_c}{(N(0) - N_c)e^{t/t_{N1}} - N(0)},$$

де $N_c = k_a / r$, $t_{N1} = 1 / a$ (див. табл. 5).

Як впливає з рівняння (32), релаксація іонізованого сліду, взагалі кажучи, визначається як прилипанням електронів, так і їхньою рекомбінацією з метеорними іонами. Часи релаксації за рахунок цих процесів згідно з виразом (32) дорівнюють

$$t_{N1} = \frac{1}{a},$$

$$t_{N2} = [r N(0)]^{-1}.$$

Результати розрахунку цих параметрів атмосфери наведено в табл. 5. Вважалось, що при $t = t_{N1}, t_{N2}$ температура газу в сліді $T(t) = T_m = 4300$ К. Тоді $k_a(T_m) = 8.5 \cdot 10^{43} \text{ м}^6 \text{ с}^{-1}$, $r(T_m) = 1.3 \cdot 10^{20} \text{ м}^3 \text{ с}^{-1}$. Із табл. 5 видно, що часи релаксації t_{N1} та t_{N2} різні, причому $t_{N1} \ll t_{N2}$ при $z = 55$ км.

Якщо ж $T = T_0 = 240$ К, то $k_a = 1.4 \cdot 10^{42} \text{ м}^6 \text{ с}^{-1}$, а $r = 10^{18} \text{ м}^3 \text{ с}^{-1}$. При цьому порядок k_a не змінився, а коефіцієнт r збільшився на два порядки.

Таблиця 5. Висотні залежності часів релаксації концентрації електронів у сліді метеороїда

z, км	t_{N1} , с	t_{N2} , с	z, км	t_{N1} , с	t_{N2} , с
100	$3.9 \cdot 10^5$	335	65	1.9	2.9
95	$7.4 \cdot 10^4$	151	60	0.5	1.4
90	$1.8 \cdot 10^4$	77	55	0.1	0.7
85	2500	41	50	0.02	0.37
80	310	21	45	$5.2 \cdot 10^{-3}$	0.19
75	46	11	40	$1.2 \cdot 10^{-3}$	0.10
70	6.7	5.5	35	$2.4 \cdot 10^{-4}$	0.05

Частота зіткнень електронів. Плазмові електрони стикаються з іонами та нейтралами. При цьому в системі СІ [9]

$$\begin{aligned} \nu_{ei} &= 5.5 \cdot 10^6 N T_e^{3/2} \ln(2.2 \cdot 10^4 T_e N^{1/3}), \\ \nu_{en} &= 5.7 \cdot 10^{20} N_n T_e^{-1/2}, \end{aligned}$$

де N , T_e , m , T_e — концентрація, температура, маса та теплова швидкість електронів, k — стала Больцмана, N_n — концентрація нейтралів у розрідженому сліді (див. табл. 4). Враховуючи, що час релаксації температури електронів t_{Te} набагато менший за час релаксації температури нейтралів t_T , будемо вважати, що у всьому об'ємі газу $T_e(t) = T(t) = T_m = 4300$ К. Крім того, приймаємо, що $N = N(0)$. Поблизу висоти $z_e = 35$ км $\nu_{ei} = 6.1 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$, $\nu_{en} = 4.8 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$, $\nu_e = 6.6 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$.

Видно, що $\nu_e > \nu_{en}$ та $\nu_e > \nu_{ei}$.

Частоти зіткнень ν_{ei} і ν_{en} визначають час становлення T_e :

$$t_{Te} = \left(\nu_{ei} + \nu_{en} \right)^{-1},$$

де ν_{ei} і ν_{en} — відносна доля енергії, яка втрачається при одному акті зіткнень із іоном і нейтралом відповідно. Припускаємо, що $\nu_{ei} = 10^4$ і $\nu_{en}(T_m) = 0.003$. Час $t_{Te} = 5 \cdot 10^8 \text{ с} \ll t_T$.

Питома провідність плазми. У сліді питома електронна провідність дорівнює

$$\frac{e^2 N}{m_e}$$

На висоті $z = 35$ км $\nu_{ei} = \nu_{en}$, і

$$\frac{e^2 N}{m_{ei}} = 640 \text{ Ом}^{-1} \text{ м}^{-1}.$$

Оскільки $\nu_{ei} = N$, питома провідність електронів при $t = t_{N1}, t_{N2}$ практично не залежить від N і приблизно дорівнює $1000 \text{ Ом}^{-1} \text{ м}^{-1}$. При $t = t_{N1}, t_{N2}$ значення швидко зменшуються через зменшення $N(t)$ та впливу ν_{en} .

Пиловий компонент плазми. Крім електронно-іонної плазми, слід від метеороїда заповнено атомами метеорної речовини та пиловими частинками, які несуть на собі заряд. Пил у сліді з'являється в результаті конденсації речовини, яка випарувалася, та вибухоподібного виділення енергії при різкому гальмуванні космічного тіла. Така плазма належить до газопилової. Її властивості, як відомо, можуть помітно відрізнятися від властивостей класичної плазми. Зокрема, у дисперсійній залежності з'являються нові гілки, що описують інші види хвиль і коливань. Пил істотно впливає на дифузійні процеси. Більш детальне дослідження ролі метеороїдного пилу, однак, виходить за рамки даної роботи.

ВИСНОВКИ

Виконано комплексний аналіз основних процесів у системі Земля — атмосфера — іоносфера — магнітосфера, які супроводжували падіння метеороїда Юйшу, та встановлено таке.

1. Нагрітий приблизно до 4300 К слід від метеороїда охолоджувався головним чином за рахунок випромінювання, а також внаслідок термодинамічного розширення, приєднання холодного повітря під час підйому терміка та турбулентного перемішування з холодним повітрям. Виявлено та розглянуто чотири стадії охолодження сліду від метеороїда. Нагрітий термік існував протягом кількох годин.

2. Встановлено, що під час першої стадії (~0.2 с) температура сліду зменшилася удвічі за рахунок випромінювання. Протягом другої стадії (~3 с) мало місце охолодження за рахунок випромінювання та розширення сліду, температура зменшилася на 20 %. Протягом третьої стадії тривалістю приблизно 6 с продукти вибуху та нагрітий газ (термік), маючи прискорення 30 м/с^2 , набрали швидкість підйому до значень 140 м/с, температура зменшилася на 10 %. Четверта стадія тривала 50 с, термік інтенсивно приєднував холодне повітря, поступово охолоджувався та гальмувався.

3. Розглянуто спрощену одновимірну модель руху пльому у вертикальному напрямку. Знайдено часові та висотні залежності швидкості, прискорення та висоти підйому газопилової хмари, спричиненої конвекцією нагрітих продуктів вибуху. Оцінено швидкість, прискорення та висоту вертикального підйому пльому. Показано, що прискорення пльому спочатку досягало максимального значення 165 м/с^2 . Його швидкість збільшувалася від 0 до 140 м/с, потім поступово зменшувалась до 0 м/с. Час підйому дорівнював 60...70 с. Висота підйому пльому у цій моделі була близькою до 7...8 км.

4. Продукти вибуху (пилинки, аерозолі), які входили до складу терміка, надалі брали участь у трьох процесах: повільному осіданні на поверхню Землі, турбулентному перемішуванні з навколишнім повітрям, у переносі переважними вітрами навколо планети.

Показано, що при відсутності турбулентного перемішування час життя мікрометрових пилинок становив би близько трьох років. Реально час їхнього осідання обмежувався турбулентним перемішуванням і залежно від розміру не перевищував 10...30 діб.

5. Показано, що ефект турбулентності в сліді метеороїда був добре виражений, а ефект магнітної турбулентності — практично відсутній.

6. Оцінено основні параметри плазми у сліді: висотні залежності лінійної та об'ємної концентрацій електронів, часів їхньої релаксації, частот зіткнень частинок, питомої провідності плазми, часів релаксації температури електронів. Показано, що лінійна та об'ємна концентрації електронів у сліді у початковий момент становили $10^{19} \dots 4 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-1}$ і $10^{17} \dots 10^{21} \text{ м}^{-3}$, питома провідність плазми становила $10^3 \text{ Ом}^{-1} \text{ м}^{-1}$. Роль пилового компонента плазми могла бути істотною.

Дослідження проведено в рамках проєкту Національного фонду досліджень України (номер 2020.02/0015 «Теоретичні та експериментальні дослідження глобальних збурень природного і техногенного походження в системі Земля — атмосфера — іоносфера»). Роботу також підтримано в рамках держбюджетних НДР, заданих МОН України (номери держреєстрації 0121U109881 та 0122U001476).

1. Артемьева Н. А., Шувалов В. В. Атмосферный шлейф Челябинского метеороида. *Динамические процессы в геосферах: сб. науч. тр. ИДГ РАН. Спец. выпуск.* Москва: ГЕОС, 2014. Вып. 5. Геофизические эффекты падения Челябинского метеороида. С. 134—146.
2. Бронштэн В. А. *Физика метеорных явлений.* Москва: Наука, 1981. 416 с.
3. Бронштэн В. А. Магнитогидродинамический механизм генерации радиоизлучения ярких болидов. *Астрон. вестн.* 1983. 17, № 2. С. 94—98.
4. Бронштэн В. А. Вход в атмосферу крупных метеороидов. *Астрон. вестн.* 1993. 27, № 1. С. 102—121.
5. Бронштэн В. А. О физическом механизме квазинепрерывного дробления крупных метеорных тел. *Астрон. вестн.* 1993. 27, № 3. С. 65—74.
6. Бронштэн В. А. Применение теории Григоряна к расчету дробления гигантских метеороидов. *Астрон. вестн.* 1994. 28, № 2. С. 118—124.
7. Бронштэн В. А. Дробление и разрушение крупных метеорных тел в атмосфере. *Астрон. вестн.* 1995. 29, № 5. С. 450—459.
8. Брюнелли Б. Е., Намгаладзе А. А. *Физика ионосферы.* Москва: Наука, 1988. 527 с.
9. Гинзбург В. Л. *Распространение электромагнитных волн у плазме.* Москва: Наука, 1967. 684 с.
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. 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. 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. Челябинск, 2014. С. 130—135.
13. Григорян С. С. О движении и разрушении метеороидов у атмосферах планет. *Космич. исслед.* 1979. 17, № 6. С. 875—893.
14. *Динамические процессы в геосферах: сб. науч. тр. ИДГ РАН. Спец. выпуск.* Москва: ГЕОС, 2014. Вып. 5. Геофизические эффекты падения Челябинского метеороида. 160 с.
15. Емельяненко В. В., Попова О. П., Чугай Н. Н. и др. Астрономические и физические аспекты Челябинского события 15 февраля 2013 года. *Астрон. вестн.* 2013. 47, № 4. С. 262—277.
16. *Катастрофические воздействия космических тел.* Под ред. В. В. Адушкина, И. В. Немчинова. Москва: ИКЦ «Академкнига», 2005. 310 с.
17. *Метеорит Челябинск — год на Земле: Матер. Всероссийской науч. конф.* Редкол.: Н. А. Антипин и др. Челябинск, 2014. 694 с.
18. Стулов В. П., Мирский В. Н., Вислый А. И. *Аэродинамика болидов.* Москва: Наука; Физматлит, 1995. 240 с.

19. Челябинский суперболид. Под ред. Н. Н. Горькавого, А. Е. Дудорова. Челябинск: Изд-во Челябинского ун-та, 2016. 223 с.
20. Черногор Л. Ф. *Физика и экология катастроф*. Харьков: ХНУ имени В. Н. Каразина, 2012. 556 с.
21. Черногор Л. Ф. Плазменные, электромагнитные и акустические эффекты метеорита «Челябинск». *Инж. физ.* 2013. 8. С. 23—40.
22. Черногор Л. Ф. Физические эффекты пролета Челябинского метеорита. *Доп. Нац. акад. наук України*. 2013. № 10. С. 97—104.
23. 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. Челябинск, 2014. С. 229—264.
24. Черногор Л. Ф. Атмосферные эффекты газо-пылевого следа Челябинского метеороида 2013 года. *Изв. РАН. Физ. атмос. и океана*. 2017. 53, № 3. С. 296—306.
25. Черногор Л. Ф. Магнито-ионосферные эффекты метеороидного плюма. *Геомagnetизм и астрономия*. 2018. 58, № 1. С. 125—132.
26. Черногор Л. Ф. Физические эффекты Румынского метеороида. 1. *Космічна наука і технологія*. 2018. 24, № 1. С. 49—70.
27. Черногор Л. Ф. Физические эффекты Румынского метеороида. 2. *Космічна наука і технологія*. 2018. 24, № 2. С. 18—35.
28. Черногор Л. Ф. Физические эффекты Липецкого метеороида. 2. *Кінематика і фізика небес. тіл*. 2019. 35, № 5. С. 25—47.
29. Черногор Л. Ф., Милованов Ю. Б. Всплывание метеороидного термика в атмосфере Земли. *Кінематика і фізика небес. тел*. 2018. 34, № 4. С. 53—66.
30. Черногор Л. Ф. Фізичні ефекти метеороїда Юйшу. 1. *Кінематика і фізика небес. тіл*. 2022. 38, № 3. С. 20—46.
31. Chernogor L. F., Rozumenko V. T. The physical effects associated with Chelyabinsk meteorite's passage. *Probls Atom. Sci. and Technol.* 2013. 86, № 4. P. 136—139.
32. Gorkavyi N. N., Taidakova T. A., Provornikova E. A. Aerosol plume after the Chelyabinsk bolide. *Solar System Res.* 2013. 47, № 4. P. 275—279.
33. Grigoryan S. S. Physical mechanism of Chelyabinsk superbolide explosion. *Solar Syst. Res.* 2013. 47, № 4. P. 268—274.
34. Hills J. G., Goda M. P. The fragmentation of small asteroids in the atmosphere. *Astron. J.* 1993. 105, № 3. P. 1114—1144.
35. Huntен 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, № 6. P. 1342—1357.
36. Popova O. P., Jenniskens P., Emel'yanenko V., Kartashova A., Biryukov E., Khaibrakhmanov S., Shuvalov V., Rybnov Y., Dudorov A., Grokhovsky V. I., Badyukov D. D., Yin Q.-Z., Gural P. S., Albers J., Granvik M., Evers L. G., Kuiper J., Kharlamov V., Solovyov A., Rusakov Yu. S., Korotkiy S., Serdyuk I., Korochantsev A. V., Larionov M. Yu., Glazachev D., Mayer A. E., Gislser G., Gladkovsky S. V., Wimpenny J., Sanborn M. E., Yamakawa A., Verosub K. L., Rowland D. J., Roeske S., Botto N. W., Friedrich J. M., Zolensky M. E., Le L., Ross D., Ziegler K., Nakamura T., Ahn I., Lee J. I., Zhou Q., Li X.-H., Li Q.-L., Liu Yu, Tang G.-Q., Hiroi T., Sears D., Weinstein I. A., Vokhmintsev A. S., Ishchenko A. V., Schmitt-Kopplin P., Hertkorn N., Nagao K., Haba M. K., Komatsu M., Mikouchi T. Chelyabinsk airburst, damage assessment, meteorite, and characterization. *Science*. 2013. 342. P. 1069—1073.
37. Popova O. P., Jenniskens P., Emel'yanenko V., Kartashova A., Biryukov E., Khaibrakhmanov S., Shuvalov V., Rybnov Y., Dudorov A., Grokhovsky V. I., Badyukov D. D., Yin Q.-Z., Gural P. S., Albers J., Granvik M., Evers L. G., Kuiper

- J., Kharlamov V., Solovyov A., Rusakov Yu. S., Korotkiy S., Serdyuk I., Korochantsev A. V., Larionov M. Yu., Glazachev D., Mayer A. E., Gisler G., Gladkovsky S. V., Wimpenny J., Sanborn M. E., Yamakawa A., Verosub K. L., Rowland D. J., Roeske S., Botto N. W., Friedrich J. M., Zolensky M. E., Le L., Ross D., Ziegler K., Nakamura T., Ahn I., Lee J. I., Zhou Q., Li X.-H., Li Q.-L., Liu Yu, Tang G.-Q., Hiroi T., Sears D., Weinstein I. A., Vokhmintsev A. S., Ishchenko A. V., Schmitt-Kopplin P., Hertkorn N., Nagao K., Haba M. K., Komatsu M., Mikouchi T. Supplementary material for Chelyabinsk airburst, damage assessment, meteorite recovery, and characterization. *Science*. 2013. 342. 146 p.
38. Schunk R. W., Nagy A. *Ionospheres: Physics, Plasma Physics, and Chemistry*. Cambridge University Press. 2000. 554 p.

REFERENCES

1. Artem'eva N. A., Shuvalov V. V. (2014). Atmospheric plume of the Chelyabinsk meteoroid. *Dynamic Processes in Geospheres, Vol. 5: Geophysical Effects of the Chelyabinsk Meteoroid's Fall*: Collection of Scientific Papers of the Institute of Geosphere Dynamics of the Russian Academy of Sciences. Special Issue. Moscow: GEOS, 2014, 134—146 [in Russian].
2. Bronshten V. A. (1983). *Physics of Meteor Phenomena*. Springer. 416 p.
3. Bronshten V. A. (1983) A magneto-hydrodynamic mechanism for generating radio waves by bright fireballs. *Solar System Res.* 17(2), 70—74.
4. Bronshten V. A. (1993). The entry of the large meteoroids into the atmosphere. *Solar System Res.* 27(1), 102—121 [In Russian].
5. Bronshten V. A. (1993). About physical mechanism of the large meteor bodies quasi-continuous fragmentation. *Solar System Res.* 27(3), 65—74 [In Russian].
6. Bronshten V. A. (1994). The way to use Grigor'yan theory for calculating giant meteoroids fragmentation. *Solar System Res.* 28(2), 118—122.
7. Bronshten V. A. (1995). Crushing and destruction of large meteoric bodies in the atmosphere. *Solar System Res.* 29(5), 450—458 [In Russian].
8. Brunelli B. E., Namgaladze A. A. (1988). *Physics of the Ionosphere*. Moscow: Nauka [in Russian].
9. Ginzburg B. L. (1960). *Propagation of Electromagnetic Waves in Plasma*. London: Addison Wesley.
10. Gor'kavyy N. N., Likharev D. S., Minnibayev D. N. (2014). Color variations of the aerosol plume of the Chelyabinsk bolide. *The Chelyabinsk Meteorite — One Year on the Earth: Proc. All-Russian Sci. Conf.*, Eds Antipin N. A., Dudorov A. E., Zamozdra S. N., Kolisnichenko S. V., Kocherov A. V., Shajgo-Rodskij E. A. Chelyabinsk: Kamennyi Poyas, 118—123 [in Russian].
11. Gor'kavyy N. N., Taydakova T. A. (2014). Interaction of the Chelyabinsk bolide with the atmosphere. *The Chelyabinsk Meteorite — One Year on the Earth: Proc. All-Russian Sci. Conf.*, Eds N. A. Antipin, A. E. Dudorov, S. N. Zamozdra, S. V. Kolisnichenko, A. V. Kocherov, E. A. Shajgo-Rodskij. Chelyabinsk: Kamennyi Poyas, 124—129 [in Russian].
12. Gor'kavyy N. N., Taydakova T. A., Provornikova Ye. A., et al. (2014). Aerosol plume of the Chelyabinsk bolide. *The Chelyabinsk Meteorite — One Year on the Earth: Proc. All-Russian Sci. Conf.*, Eds N. A. Antipin, A. E. Dudorov, S. N. Zamozdra, S. V. Kolisnichenko, A. V. Kocherov, E. A. Shajgo-Rodskij. Chelyabinsk: Kamennyi Poyas, 130—135 [in Russian].
13. Grigor'yan S. S. (1979). On meteorites motion and fragmentation in planets atmospheres, *Kosm. Issl.*, 17(6), 875—893 [In Russian].

14. *Dynamic Processes in Geospheres. Issue 5: Geodesic Effects of the Fall of Chelyabinsk Meteoroid (Moscow, Russia: GEOS)* (2014). Ser.: Collection of Scientific Papers of the Institute of Geosphere Dynamics, Russian Academy of Sciences, Special Issue [in Russian].
15. 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. (2013) Astronomical and physical aspects of the Chelyabinsk event. (February 15, 2013). *Solar Syst. Res.* 47(4), 240—254.
16. *Catastrophic Events Caused by Cosmic Objects.* (2008). Eds V. V. Adushkin, I. V. Nemchinov. Dordrecht: Springer, XI, 357 p.
17. The Chelyabinsk Meteorite — one year on the Earth: Proc. All-Russian Scientific Conference. (2014). Eds N. A. Antipin, A. E. Dudorov, S. N. Zamozdra, S. V. Kolisnichenko, A. V. Kocherov, E. A. Shajgorodskij. Chelyabinsk: Kamennyi poyas Publ., 694 p. [in Russian].
18. Stulov V. P., Mirskii V. N., Vislyi A. I. (1995) *Aerodynamics of Bolides.* M.: Nauka Publ., 240 p. [in Russian].
19. *Chelyabinsk Superbolide.* (2019). Eds Gorkavyi N., Dudorov A., Taskaev S. (Springer Nature Switzerland AG: Springer International Publishing). DOI: 10.1007/978-3-030-22986-3
20. Chernogor L. F. (2012). *Physics and Ecology of Catastrophes: Monograph.* Kharkiv: V. N. Karazin Kharkiv National University [In Russian].
21. Chernogor L. F. (2013). Plasma, electromagnetic, and acoustic effects of the «Chelyabinsk» meteorite. *Inzhenernaja Fizika.* (8), 23—40 [In Russian].
22. Chernogor L. F. (2013). Physical effects of the Chelyabinsk meteorite passage. *DAN Ukraine,* 10, 97—104. [In Russian].
23. Chernogor L. F. (2014). Basic effects of Chelyabinsk meteoroid fall: the results of physical-mathematic simulation. *Proc. of All-Russian Sci. Conf. on Chelyabinsk meteorite — a year at the Earth.* Chelyabinsk [In Russian].
24. Chernogor L. F. (2017). Atmospheric effects of the gas-dust plume of the Chelyabinsk meteoroid of 2013. *Izvestiya, Atmospheric and Oceanic Physics,* 53(3), 259—268. <https://doi.org/10.1134/S0001433817030033>
25. Chernogor L. F. (2018). Magnetic and ionospheric effects of a meteoroid plume. *Geomagnetism and Aeronomy.* 58(1), 119—126.
26. Chernogor L. F. (2018). The physical effects of Romanian meteoroid. 1. *Space Sci. and Technol.* 24(1), 49—70. <http://dx.doi.org/10.15407/knit2018.01.049> [In Russian].
27. Chernogor L. F. (2018). The physical effects of Romanian meteoroid. 2. *Space Science and Technology.* 24(2), 18—35. <https://doi.org/10.15407/knit2018.02.018> [In Russian].
28. Chernogor L. F. (2019). Physical effects of the Lipetsk meteoroid. 2. *Kinematics and Phys. Celestial Bodies.* 2019. 35(5), 217—230.
29. Chernogor L. F., Mylovanov Yu. B. (2018). Rise of a meteoroid thermal in the Earth's atmosphere. *Kinematics and Phys. Celestial Bodies.* 34(4), 198—206.
30. Chernogor L. F. (2022). Physical effects from the Yushu meteoroid. 1. *Kinematics and Phys. Celestial Bodies.* 2022. 38(3), 20—46.
31. Chernogor L. F., Rozumenko V. T. (2013). The physical effects associated with Chelyabinsk meteorite's passage. *Probl. Atomic Sci. and Technol.* 86(4), 136—139.
32. Gorkavyi N. N., Taidakova T. A., Provornikova E. A. (2013). Aerosol plume after the Chelyabinsk bolide. *Solar Syst. Res.* 47(4), 275—279.
33. Grigoryan S. S. (2013). Physical mechanism of Chelyabinsk superbolide explosion. *Solar Syst. Res.* 47(4), 268—274.

34. Hills J. G., Goda M. P. (1993). The fragmentation of small asteroids in the atmosphere. *Astron. J.* 105(3), 1114—1144.
35. Huntten D. M., Turco R. P., Toon O. B., et al. (1980). Smoke and dust particles of meteoric origin in the mesosphere and stratosphere. *J. Atmos. Sci.* 37(6), 1342—1357.
36. Popova O. P., Jenniskens P., Emel'yanenko V., Kartashova A., Biryukov E., Khaibrakhmanov S., Shuvalov V., Rybnov Y., Dudorov A., Grokhovsky V. I., Badyukov D. D., Yin Q.-Z., Gural P. S., Albers J., Granvik M., Evers L. G., Kuiper J., Kharlamov V., Solovyov A., Rusakov Yu. S., Korotkiy S., Serdyuk I., Korochantsev A. V., Larionov M. Yu., Glazachev D., Mayer A. E., Gisler G., Gladkovsky S. V., Wimpenny J., Sanborn M. E., Yamakawa A., Verosub K. L., Rowland D. J., Roeske S., Botto N. W., Friedrich J. M., Zolensky M. E., Le L., Ross D., Ziegler K., Nakamura T., Ahn I., Lee J. I., Zhou Q., Li X.-H., Li Q.-L., Liu Yu, Tang G.-Q., Hiroi T., Sears D., Weinstein I. A., Vokhmintsev A. S., Ishchenko A. V., Schmitt-Kopplin P., Hertkorn N., Nagao K., Haba M. K., Komatsu M., Mikouchi T. (2013). Chelyabinsk airburst, damage assessment, meteorite, and characterization. *Science*. 342. 1069—1073.
37. Popova O. P., Jenniskens P., Emel'yanenko V., Kartashova A., Biryukov E., Khaibrakhmanov S., Shuvalov V., Rybnov Y., Dudorov A., Grokhovsky V. I., Badyukov D. D., Yin Q.-Z., Gural P. S., Albers J., Granvik M., Evers L. G., Kuiper J., Kharlamov V., Solovyov A., Rusakov Yu. S., Korotkiy S., Serdyuk I., Korochantsev A. V., Larionov M. Yu., Glazachev D., Mayer A. E., Gisler G., Gladkovsky S. V., Wimpenny J., Sanborn M. E., Yamakawa A., Verosub K. L., Rowland D. J., Roeske S., Botto N. W., Friedrich J. M., Zolensky M. E., Le L., Ross D., Ziegler K., Nakamura T., Ahn I., Lee J. I., Zhou Q., Li X.-H., Li Q.-L., Liu Yu, Tang G.-Q., Hiroi T., Sears D., Weinstein I. A., Vokhmintsev A. S., Ishchenko A. V., Schmitt-Kopplin P., Hertkorn N., Nagao K., Haba M. K., Komatsu M., Mikouchi T. (2013). Supplementary material for Chelyabinsk airburst, damage assessment, meteorite recovery, and characterization. *Science*. 342. 146.
38. Schunk R. W., Nagy A. (2000). *Ionospheres: Physics, Plasma Physics, and Chemistry*. Cambridge: Cambridge University Press, 554 p.

L. F. Chernogor

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

PHYSICAL EFFECTS FROM THE YUSHU METEOROID. 2

Comprehensive modeling studies of the processes induced in all geospheres by the passage and explosion of the Yushu meteoroid at the Province of Qinghai (the People's Republic of China) on December 22, 2020 are performed. Thermodynamic and plasma effects, as well as the effects of the plume and turbulence, accompanying the passage of the Yushu meteoroid were estimated. It has been shown that the passage of the celestial body led to the formation of a gas-dust plume. The heated trail of the meteoroid cooled for several hours. Four stages of meteoroid trail cooling are considered. The first of these persisted for ~0.2 s, and the temperature of the trail decreased by a factor of two due to emissions. During the second stage of order of 3 s in duration, cooling due to the trail emissions and expansion took place, and the temperature of the trail decreased by 20 %. In the course of the third stage of order of 6 s in duration, the products of the explosion and the heated gas, thermic, experienced an ~30 m/s² acceleration and attained 140 m/s speed of uplifting, and the temperature decreased by ~10 percents. The fourth stage persisted for ~50 s, during which the thermic absorbed the cool air at an intensive rate and gradually cooled off and decelerated. The maximum altitude of the uplifting of the thermic reached ~7...8 km. The products of the explosion, contained in the thermic, specks of dust and aerosols, further took part in the following three processes: a slow precipitation to the surface of the Earth,

turbulent mixing with the ambient air, and the transport by the predominant winds around the globe. The effect of turbulence in the trail has been shown to be well-pronounced, while the effect of magnetic turbulence has been shown to be almost absent. The following basic parameters of the plasma in the trail have been estimated: the height dependences of the electron densities per unit length and per unit volume, their relaxation times, the particle collision frequencies, the plasma specific conductivities, and the electron temperature relaxation time. At the initial moment, the linear and volume electron densities in the trail have been shown to be equal to about $10^{19} \dots 4 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-1}$ and $10^{17} \dots 10^{21} \text{ m}^{-3}$, respectively, and the plasma specific conductivity to be equal to $\sim 10^3 \text{ Ohm}^{-1} \text{ m}^{-1}$. The role of the dusty plasma component is discussed.

Keywords: meteoroid Yushu, comprehensive simulation, thermodynamic effects, plasma effects, plume effects, turbulence effects.

Стаття надійшла до редакції 22.03.2022

Після доопрацювання 22.03.2022

Прийнята до друку 16.02.2023