

УДК 523.68; 551.51; 551.583; 551.590.2

П. М. Козак¹, В. Г. Кручиненко¹, Г. М. Крученицький², В. М. Івченко³,
Л. В. Козак³, Л. М. Білокриницька³, Ю. Г. Тарануха¹, О. О. Рожило¹

¹ Астрономічна обсерваторія Київського національного університету імені Тараса Шевченка, Київ

² Центральна аерологічна обсерваторія Росгідромету, Росія

³ Кафедра астрономії та фізики космосу фізичного факультету

Київського національного університету імені Тараса Шевченка

ТРАНСФОРМАЦІЯ СПОРАДИЧНОЇ МАЛОМАСОВОЇ МЕТЕОРОЇДНОЇ СКЛАДОВОЇ В АЕРОЗОЛЬ ВЕРХНЬОЇ АТМОСФЕРИ ЗЕМЛІ

Розглядається проблема утворення аерозолів у верхній атмосфері з метеороїдів масами 10^{-18} — 10^{-8} г, що потрапляють на Землю. На основі аналітичних розв'язків спрощених класичних рівнянь гальмування та нагрівання малих метеороїдів визначаються максимальні температури частинок, яких вони досягають протягом свого руху в атмосфері, та висоти, на яких частинки досягають критично малої швидкості («висоти зупинки»). Прийнято, що космічна частинка перетворюється на аерозоль коли вона не досягає температури плавлення. Побудовано базову вхідну характеристику — тривимірний розподіл густини ймовірності кількості частинок по критичних для досягнення температури плавлення параметрах: початковій масі, швидкості та куту входження в атмосферу. Отримано, що кам'яні частинки з масами, меншими за $1.7 \cdot 10^{-14}$ г, стають аерозолями незалежно від інших параметрів. Шляхом трансформації даного розподілу у відповідності до рівнянь метеорної фізики отримано двовимірний розподіл по масі та висоті утворення у атмосфері аерозолів космічного походження.

ВСТУП

На сьогодні відомо два чітко встановлені аерозольні шари у атмосфері Землі: тропосферний, найбільш потужний аерозольний шар земного походження, розташований на висотах 10–25 км (шар Юнге), та мезосферний, розташований на висотах 80–85 км в мезопаузі в області найбільшого мінімуму атмосферної температури. В той час як утворення тропосферного шару асоціюють з продуктами вулканічних вивержень та техногенною діяльністю, то природу найдрібніших частинок у мезосферному шарі до цього часу остаточно не з'ясовано. Ми дотримуємося гіпотези, що це первинні або вторинні фрагменти подрібнення або пере конденсації метеорних частинок, що потрапляють у земну атмосферу. При деяких умовах на цих дрібних частинках можли-

ва конденсація водяної пари, що може призвести до утворення маловивчених сріблястих хмар.

За дослідженнями попередників, найдрібніші метеорні частинки, які влітають в атмосферу зі швидкостями 11–72 км/с, втрачають космічну швидкість уже на висотах 140–100 км [1, 4]. У цьому інтервалі висот внаслідок гальмування концентрація частинок збільшується приблизно на три порядки порівняно з міжпланетним простором, а нижче 100 км концентрація частинок збільшується приблизно пропорційно густині атмосфери [5].

Результати визначення хімічного складу частинок, захоплених у стратосфері за допомогою висотних літаків та балонів, свідчать, що ці частинки подібні до вуглистих хондритів [10], хоча і відрізняються більшою пористістю та наявністю ряду мінералів, не характерних для метеоритів. У поверхневому шарі частинок виявлено високий вміст гелію, який проник на глибину 0.05 мкм із сонячного вітру. Очевидно, це первинні міжпла-

© П. М. КОЗАК, В. Г. КРУЧИНЕНКО, Г. М. КРУЧЕНИЦЬКИЙ,
В. М. ІВЧЕНКО, Л. В. КОЗАК, Л. М. БІЛОКРИНИЦЬКА,
Ю. Г. ТАРАНУХА, О. О. РОЖИЛО, 2010

нетні частинки, які пройшли крізь атмосферу без сильного нагрівання і не є продуктами подрібнення більших тіл [8].

У якості потенційної складової аерозолі космічного походження ми будемо розглядати лише ті метеорні частинки, які впродовж свого руху в атмосфері не досягли, через швидке гальмування, температури плавлення. Фрагменти або крапельки, які відділяються від уже нагрітих в атмосфері більших частинок, котрі створюють явища метеорів, не можуть загальмуватися, не втративши майже повністю своєї маси внаслідок випаровування. Тому аерозолів вони практично не залишають. І чим глибше в атмосфері відділяється фрагмент від основного тіла, тим більше шансів повного його випаровування. Цю задачу [13], нагрівання і руйнування метеороїдів в «ненормальному оточенні», коли частинка відділяється від батьківського тіла на довільній висоті в атмосфері або створена штучно (запуск штучних метеорів), ми розглядали в роботі [1].

МІКРОМЕТЕОРИТИ УЇПЛА — АЕРОЗОЛЬНІ ЧАСТИНКИ

Теорія нагрівання маломасових метеорних частинок з врахуванням їхнього гальмування, яке у цьому випадку грає важливу роль, була розглянута в роботах [14, 15] і пізніше — у роботі [7]. Вони отримали назву мікрометеорити Уїппла.

Відомо [6], що малі частинки, які мають розміри, менші за так звану глибину прогріву x_0 , прогріваються наскрізь до однієї і тієї ж температури (глибина прогріву — глибина, на якій температура в e разів менша, ніж на поверхні тіла). Зміна температури таких частинок з врахуванням затрат енергії на нагрівання і температурне випромінювання можна записати таким рівнянням:

$$S_{M0} E dt = m_0 c dT + \beta \sigma (T^4 - T_0^4) S_{F0} dt, \quad (1)$$

де $S_{M0} = \text{const}$ — площа поперечного перерізу частинки (мідель), $m_0 = \text{const}$ — маса частинки, c — питома теплоємність, σ — стала Стефана-Больцмана, T — температура частинки, T_0 — початкова температура частинки, що дорівнює рівноважній в полі сонячної радіації на відстані 1 а.о., $\beta \leq 1$ — коефіцієнт теплового випромінювання метеороїда, що характеризує відхилення

від випромінювання абсолютно чорного тіла, $S_{F0} = \text{const}$ — площа повної поверхні частинки, $E = \Lambda \rho_A v^3 / 2$ — енергія, яка надходить до одиниці поверхні частинки за одиницю часу у процесі зіткнень з атмосферними молекулами, Λ — безрозмірний коефіцієнт теплопередачі, v — швидкість частинки, ρ_A — густина атмосфери. Тут і надалі у відповідності до традицій метеорної фізики будемо користуватися одиницями в системі СГС.

В роботі [6] з посиланням на [11] показано, що для частинок, радіус яких $r \leq 10^{-3}$ см, а саме до таких належать аерозольні частинки космічного походження, практично вся енергія йде на теплове випромінювання, тобто у формулі (1) першим членом у правій частині можна знехтувати. На основі наведеного температура частинки визначається залежністю

$$T^4 - T_0^4 = \frac{S_{M0} \Lambda \rho_A v^3}{2 \beta \sigma S_{F0}}. \quad (2)$$

Для визначення швидкості користуються також спрощеним рівнянням гальмування метеороїда в атмосфері, у якому нехтують гравітаційним притяганням Землі [6]:

$$m \frac{dv}{dt} = -c_R S_M \rho_A v^2, \quad (3)$$

де c_R — коефіцієнт опору. Для аналітичного розв'язку рівняння (3) користуються степеневим законом зміни густини атмосфери

$$\rho_A(H) = \rho_A(0) \exp\left(-\frac{H}{H^*}\right). \quad (4)$$

де H^* — висота однорідної атмосфери, H — висота, $\rho_A(0)$ — густина атмосфери на рівні моря, та переходять від інтегрування по часу до інтегрування по висоті за допомогою формули

$$dH = -v \cos z_R dt, \quad (5)$$

де z_R — зенітна відстань радіанта метеора. Оскільки в рівнянні (3) нехтується силою тяжіння, то $z_R = z_{R0} = \text{const}$.

Таким чином, залежність швидкості v руху метеорної частинки в атмосфері Землі в доабляційний період, коли руйнування практично не відбувається ($S_M = S_{M0}$, $m = m_0$), від початкових значень маси m_0 частинки, швидкості v_0 входу в атмосферу, зенітної відстані z_{R0} радіанта та ін-

ших параметрів має вигляд

$$v = v_0 \exp\left(-\frac{c_R H^* \rho_A S_{M0}}{m_0 \cos z_{R0}}\right). \quad (6)$$

Підставляючи вираз для швидкості з (6) у рівняння (2), отримаємо

$$T^4 - T_0^4 = \frac{\Lambda S_{M0} \rho_A v_0^3}{2\beta \sigma S_{F0}} \exp\left(-\frac{3c_R H^* S_{M0}}{m_0 \cos z_{R0}} \rho_A\right). \quad (7)$$

Для сферичних частинок з густиною ρ_M та об'ємом V маємо $S_F = 4S_M = 4A(m/\rho_M)^{2/3}$, де $A = S_M/V^{2/3}$ — параметр форми, в даному випадку сферичних часток $A = \pi(3/4\pi)^{2/3}$. Рівняння (6) та (7) набувають вигляду

$$v = v_0 \exp\left(-\frac{c_R A H^*}{m_0^{1/3} \rho_M^{2/3} \cos z_{R0}} \rho_A\right), \quad (8)$$

$$T^4 - T_0^4 = \frac{\Lambda \rho_A v_0^3}{8\beta \sigma} \exp\left(-\frac{3c_R A H^*}{m_0^{1/3} \rho_M^{2/3} \cos z_{R0}} \rho_A\right). \quad (9)$$

Прирівнюючи похідну температури по густині атмосфери до нуля, знаходять густину, при якій температура частинки буде максимальною:

$$\rho_{AT\max} = \frac{m_0^{1/3} \rho_M^{2/3} \cos z_{R0}}{3c_R A H^*}. \quad (10)$$

Із залежностей (8) і (10) випливає, що швидкість частинки на висоті, де її температура досягає максимального значення, дорівнює

$$v_{T\max} = v_0 \exp\left(-\frac{1}{3}\right) \approx 0.716v_0, \quad (11)$$

температура при цьому дорівнює

$$T_{\max}^4 - T_0^4 = \frac{\Lambda m_0^{1/3} \rho_M^{2/3} \cos z_{R0} v_0^3}{24\beta \sigma c_R A H^* \exp(1)}. \quad (12)$$

Вважаючи, що умовою утворення аерозольної частинки з метеороїда є нерівність

$$T_{\max} \leq T_{melt}, \quad (13)$$

де T_{melt} — температура плавлення метеорної речовини, з рівняння (12) отримуємо критичне співвідношення між початковою швидкістю частинки, яка утворює аерозоль, її масою m_0 та кутом входження частинки в атмосферу z_{R0} :

$$m_0^{1/3} v_0^3 \cos z_{R0} \leq C_T. \quad (14)$$

Тут $C_T = 24\beta \sigma c_R A H^* \exp(1)(T_{melt}^4 - T_0^4)/\Lambda \rho_M^{2/3}$.

Прийнявши середній кут входження частинки в атмосферу $\bar{z}_{R0} = 45^\circ$, з виразу (14) можна визначити її максимальну масу $m_{0\max}$ як функцію початкової швидкості. Прийемо для кам'яних частинок такі значення параметрів [6]: $\Lambda = 1$, $\rho_M = 3$ г/см³, $\bar{z}_{R0} = 45^\circ$, $\sigma = 5.67032 \cdot 10^{-12}$ Дж·см⁻² × К⁻²·с⁻¹, $\beta = 1$, $c_R = 1$, $H^* = 7$ км, $T_0 = 276$ К, $T_{melt} = 1600$ К. Отримані значення $m_{0\max}$ для різних v_0 , обчислені за формулою (14), де прийнято строгу рівність, та значення $v_{T\max}$, обчислені з (11), приведено в таблиці. Для залізних частинок приймалися значення $\Lambda = 0.75$, $\rho_M = 7.6$ г/см³, $c_R = 1.25$, $T_{melt} = 1800$ К.

Використання формул (8) та (14) можна поширити для знаходження висоти максимального прогріву та висоти «зупинки» метеорних частинок, тобто висоти перетворення їх на аерозоль, для всього діапазону мас, початкових швидкостей та кутів входження в атмосферу. Таким чином, задавши функцію розподілу притоку космічної речовини на Землю по m_0 , v_0 та z_{R0} , можна розрахувати функцію розподілу сформованого аерозолю космічного походження по висоті. Будемо розглядати частинки діапазону мас $10^{-18} \leq m_0 \leq 10^{-8}$ г, де нижня границя визначається наявними в літературі даними про навколоземний розподіл метеорних часток, верхня — у відповідності до умови $r \leq 10^{-3}$ см, яка визначає радіус частинок, що прогриваються наскрізь.

Максимальні величини мас аерозолів в залежності від початкової швидкості

v_0 , км/с	$v_{T\max}$, км/с	$m_{0\max}$, г	
		камінь	залізо
11	7.9	$1.2 \cdot 10^{-6}$	$3.4 \cdot 10^{-6}$
15	11	$7.1 \cdot 10^{-8}$	$2.1 \cdot 10^{-7}$
20	14	$5.3 \cdot 10^{-9}$	$1.6 \cdot 10^{-8}$
30	22	$1.4 \cdot 10^{-10}$	$4.1 \cdot 10^{-10}$
40	29	$1.0 \cdot 10^{-11}$	$3.1 \cdot 10^{-11}$
50	36	$1.4 \cdot 10^{-12}$	$4.1 \cdot 10^{-12}$
60	43	$2.7 \cdot 10^{-13}$	$8.0 \cdot 10^{-13}$
70	50	$6.7 \cdot 10^{-14}$	$2.0 \cdot 10^{-13}$

ПОБУДОВА ВХІДНОГО ТРИВИМІРНОГО РОЗПОДІЛУ ДОПЛИВУ КОСМІЧНОЇ РЕЧОВИНИ НА ЗЕМЛЮ

Побудуємо розподіл допливу космічної речовини на Землю як функцію параметрів, від яких залежить, чи перетвориться частинка на аерозольну складову, або ж стане метеором, тобто від початкових значень маси m_0 , швидкості v_0 та зенітної відстані радіанта Z_{R0} .

Серед відомих розподілів інтегрального притоку космічної речовини на Землю найчастіше використовуються однопараметричні кумулятивні розподіли кількості частинок по масах [2, 3, 9, 12]. Скористаємося функцією притоку частинок в широкому спектрі мас за даними [2, 3]:

$$\lg N(m_0 \geq m_{0l}) = C_0 - k \lg m_{0l}, \quad (15)$$

де $N(m_0 \geq m_{0l})$ — кількість частинок з масами, не меншими за m_{0l} , що потрапляють на всю Землю за рік, $C_0 = 7.86$, $k = 0.892$. Як відомо, такий степеневий розподіл можна виразити через диференційний розподіл густини ймовірності Парето:

$$\begin{aligned} p_m(m_0 < m_{0l}) &= 0 \\ p_m(m_0 \geq m_{0l}) &= \frac{k m_{0l}^k}{m_0^{k+1}}. \end{aligned} \quad (16)$$

Очевидно, $\int_0^{+\infty} p_m(m_0) dm_0 = 1$. Маса m_{0l} вибирається довільно.

Розподіл накопиченої ймовірності в цьому випадку, як відомо, записується у вигляді

$$\begin{aligned} F(m_0) &= \int_{m_{0l}}^{m_0} p_m(m_0) dm_0 = \\ &= 1 - \int_{m_0}^{+\infty} p_m(m_0) dm_0 = 1 - \frac{m_{0l}^k}{m_0^k}. \end{aligned} \quad (17)$$

Для знаходження кількості частинок $dN(m_0)$ в нескінченно малому діапазоні dm_0 для будь-якого $m_0 \geq m_{0l}$ можна записати

$$\frac{dN(m_0)}{N_l(m_{0l} \leq m_0 \leq +\infty)} = dF(m_0) = p_m(m_0) dm_0, \quad (18)$$

де сукупність всіх частинок у вибраному діапазоні $N_l(m_0 \geq m_{0l})$ знаходиться з виразу (15): $N_l(m_{0l}) = 10^{C_0} / m_{0l}^k$. Таким чином, для деякого діапазону мас $m_{01} \leq m_0 \leq m_{02}$ з (16) та (18) маємо

рівняння, з якого видно, що кількість частинок не залежить від довільно вибраної межі m_{0l} .

$$\begin{aligned} \Delta N(m_{01} \leq m_0 \leq m_{02}) &= N_l \int_{m_{01}}^{m_{02}} p_m(m_0) dm_0 = \\ &= N_l m_{0l}^k \left(\frac{1}{m_{01}^k} - \frac{1}{m_{02}^k} \right) = 10^{C_0} \left(\frac{1}{m_{01}^k} - \frac{1}{m_{02}^k} \right). \end{aligned}$$

Для визначення тривимірного розподілу густини ймовірності $p_{mvz}(m_0, v_0, z_{R0})$ притоку космічної речовини у атмосферу Землі будемо вважати, що розподіли по кожному з трьох параметрів взаємно незалежні. Це дасть змогу подати її у вигляді

$$p_{mvz}(m_0, v_0, z_{R0}) = p_m(m_0) p_v(v_0) p_z(z_{R0}). \quad (19)$$

Оскільки всі три функції вибрані незалежними, вони мають бути нормованими на одиницю по діапазону всіх можливих значень, тоді і тривимірна густина ймовірності також буде нормована на одиницю.

Враховуючи, що мова йде про ту саму генеральну сукупність частинок з масами $m_0 \geq m_{0l}$, в якості функції розподілу по масах $p_m(m_0)$ має бути вибраний той же розподіл Парето (16).

Для побудови функції розподілу густини ймовірності по швидкостях входу в атмосферу скористаємося результатами радіолокаційних спостережень метеорів, які через масовість дають статистично достовірні результати та характеризують частинки з мінімальними масами, доступними для наземних спостережень. У роботі [1] приводяться спостережні розподіли метеорів, зареєстрованих радіолокаційним способом, у вигляді

$$p_v(v_0) = PG(\bar{v}_1, \sigma_{v1}) + (1 - P)G(\bar{v}_2, \sigma_{v2}), \quad (20)$$

де

$$G(v) = \frac{1}{\sigma_v \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(v - \bar{v})^2}{2\sigma_v^2}\right)$$

— гауссіани з параметрами $\bar{v}_1 = 32.32$ км/с, $\sigma_{v1} = 6.51$ км/с, $\bar{v}_2 = 54.26$ км/с, $\sigma_{v2} = 5.15$ км/с. Для P дається залежність від часу на протяжні роки. Для усереднених протягом року розрахунків ми наближено приймемо $P = 0.33$.

Для побудови функції $p_z(z_R)$ розподілу густини ймовірності по значеннях зенітного кута

радіанта розглянемо таку модель. Наближено прийемо, що кількість частинок $dN(r, r + dr)$, що влітають в земну атмосферу з певного напрямку за одиницю часу в діапазоні dr в куті $d\Omega$ можна записати як $dN(r, r + dr) \sim 2n_0\pi r dr d\Omega$ (див. рис. 1), де n_0 — просторова концентрація частинок. Оскільки $r = R_\oplus \sin z_R$, то $dN(z_R, z_R + dz_R) \sim 2n_0\pi R_\oplus^2 \sin z_R \cos z_R dz_R$. Тому за відносну функцію розподілу за зенітними відстанями радіанта прийемо розподіл синус-косинуса: $\sin z_{R0} \cos z_{R0}$.

Враховуючи, що $\int_0^{\pi/2} \sin z_{R0} \cos z_{R0} dz_{R0} = 1/2$, після

нормування для функції розподілу густини ймовірності отримаємо

$$p_Z(z_{R0}) = 2 \sin z_{R0} \cos z_{R0}. \quad (21)$$

Строго кажучи, даний розподіл буде дещо спотворений гравітаційним тяжінням Землі, однак він є оптимальним через свою простоту для наближених оцінок.

Таким чином, для функції розподілу густини ймовірності космічних частинок, що влітають в земну атмосферу за рік, прийемо функцію (19), а її складові описуються виразами (16), (20) та (21). Межі параметрів генеральної сукупності складають: за масою $10^{-18} - 10^{-8}$ г, за швидкістю 11.2—72.5 км/с (метеороїди, що належать Сонячній системі), за зенітним кутом радіанта $0 - 90^\circ$. Для обчислення кількості частинок за рік на всю поверхню Землі у межах $m_{01} - m_{02}$, $v_{01} - v_{02}$ та $z_{R01} - z_{R02}$ можна скористатися виразом (18), де виберемо $m_{01} = 10^{-18}$ г, і відповідно до (15) $N_l \approx 8.24 \cdot 10^{23}$:

$$\Delta N = N_l \int_{m_{01}}^{m_{02}} \int_{v_{01}}^{v_{02}} \int_{z_{R01}}^{z_{R02}} p_{mvz}(m_0, v_0, z_{R0}) dm_0 dv_0 dz_{R0}, \quad (22)$$

При площі поверхні Землі як сфери на висоті 100 км над рівнем моря, середньому радіусі Землі $R_\oplus = 6367.445$ км (Канберра, 1979) отримаємо $N_l \approx 4.97 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$.

ТРАНСФОРМАЦІЯ РОЗПОДІЛУ АЕРОЗОЛЮ КОСМІЧНОГО ПОХОДЖЕННЯ В АТМОСФЕРІ

Усі космічні частинки з початковими параметрами m_0 , v_0 та z_{R0} «зупиняються» в атмосфері (гальмуються до деякої малої швидкості v_s) на

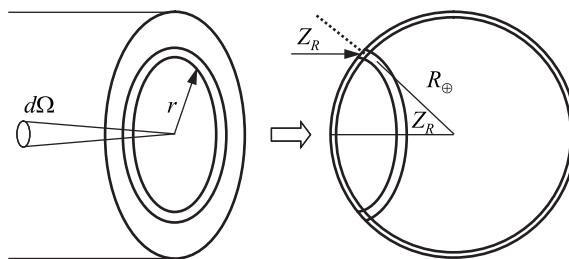


Рис. 1. До побудови функції розподілу густини ймовірності допливу космічної речовини на Землю по значеннях початкових кутів вльоту метеороїдів в атмосферу

деякій висоті H_s , не змінюючи своєї маси, якщо виконується умова (13). Таким чином, формується профіль розподілу аерозолі з висотою для часток даної маси.

Розглянемо функцію p_{mvz} (19) для деякої фіксованої маси m_0 . Очевидно, космічні частинки, які будуть перетворюватись на аерозоль згідно з умовою (13), будуть лежати в деякій області, обмеженій по зенітному куту радіанта z_{R0} значеннями 0 і 90° , а по швидкості v_0 — мінімальним значенням $v_{0min} \approx 11.2$ км/с і максимальним значенням v_{0max} , що обчислюється з рівняння

$$m_0^{1/3} v_0^3 \cos z_{R0} = C_T, \quad (23)$$

(див. нерівність (14)) для всіх z_{R0} , для яких $v_0 \leq v_{0max}$, інакше величиною v_{0max} . Величина зони буде змінюватись з масою (рис. 2). Ймовірність досягнення частинкою температури плавлення і її перетворення на метеор буде пропорційною величині швидкості і косинусу зенітного кута радіанта. Тому вибираючи їхні максимальні значення $v_{0max} \approx 72.5$ км/с, $\cos z_{R0} = 1$, з (23) можна знайти критичне значення маси частинки $m_{0cr} = 1.7 \cdot 10^{-14}$ г, нижче якого усі метеороїди перетворюються на аерозолі, незалежно від інших початкових параметрів.

В області мас $m_{cr} < m < 10^{-8}$ г відсоток аерозолів серед всіх частинках буде зменшуватись із збільшенням маси, а кількість метеорів — відповідно збільшуватись. Відсоток аерозолів $g_A(m_0)$ в загальній кількості частинок можна знайти, інтегруючи розподіл для всіх частинок (19) по швидкості і зенітному куту радіанта, де межі інтегрування є функціями маси (рис. 2). Тоді для

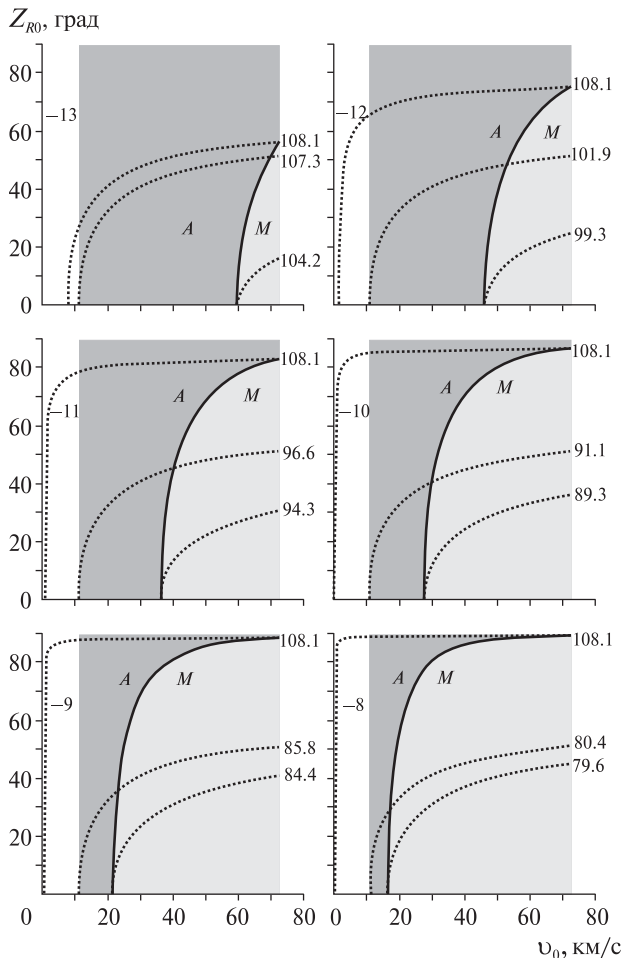


Рис. 2. Области розподілу частинок в координатах $Z_{R0} - v_0$ для мас $m_0 = 10^{-13} \dots 10^{-8}$ г (відповідні фрагменти позначено значенням логарифма маси $-8 \dots -13$). Область A – зона частинок, що перетворюються на аерозолі; область M – зона метеорів. Пунктирні криві є лініями рівної висоти (км) зупинки метеороїдів (дійсні лише для зони аерозолів)

аерозолів можна записати $p_{Am}(m_0) = g_A(m_0) p_m(m_0)$, де

$$g_A(m_0) = \int_0^{\pi/2} p_z(z_{R0}) dz_{R0} \int_{v_{0MIN}}^{v_0(z_{R0})} p_v(v_0) dv_0.$$

Верхня межа інтегрування $v_0(z_{R0})$ знаходиться, як було сказано, з рівняння (23). Зміна $g_A(m_0)$ від 1 при $m = m_{cr}$ до мінімального значення при $m = 10^{-8}$ показана на рис. 3.

У відповідності до зміни $g_A(m_0)$ трансформується функція розподілу частинок по масах –

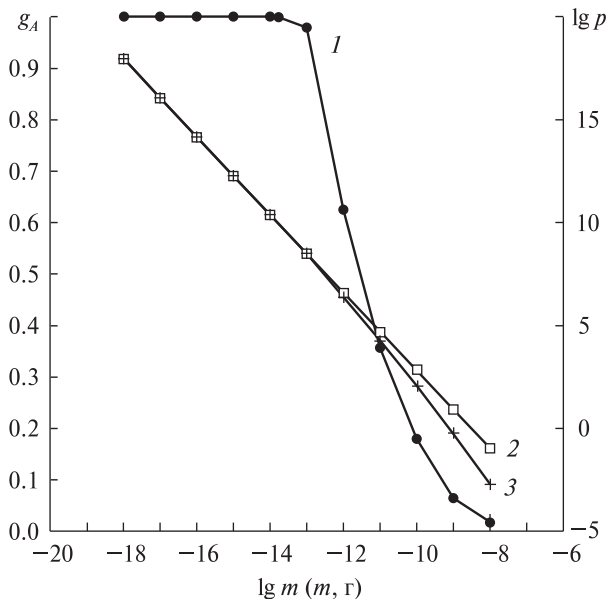


Рис. 3. Зміна з масою частки g_A аерозольної складової в загальному допливі космічної речовини (крива 1), а також логарифм розподілу Парето по масах: 2 – усіх космічних часток, що влітають в атмосферу, 3 – лише тих, що перетворюються на аерозоль

функція Парето (16) (рис. 3, вісь справа). За виразом (18) можна знайти кількість аерозольних часток, що потрапляють в атмосферу Землі за рік $N_A(m_0)$, а також показник розподілу k суто для аерозолів. Підставимо у (18) замість $p_m(m_0)$ розподіл $p_{Am}(m_0)$, апроксимуємо дану залежність лінійно і отримаємо значення $k \approx 1.232$ середнього показника розподілу аерозольних часток космічного походження для діапазону мас $10^{-13} \dots 10^{-8}$ (для менших мас, очевидно, він залишається рівним 0.892). Фактично ж показник пробігає неперервну серію значень: $k \approx 1.087$ для $m = 10^{-13} \dots 10^{-12}$ г, $k \approx 1.189$ для $m = 10^{-11} \dots 10^{-10}$ г, $k \approx 1.438$ для $m = 10^{-9} \dots 10^{-8}$ г.

Висоту зупинки H_S частинки даної маси m_0 , яка не перетворилася на метеор, тобто при виконанні умови (13), можна знайти з рівняння (8), якщо прийняти певну швидкість «зупинки» v_S :

$$v_0 = v_S \exp\left(\frac{C_V \rho_A(H_S)}{m_0^{1/3} \cos z_{R0}}\right), \quad (24)$$

де ввели позначення $C_V = c_R A H^* \rho_M^{-2/3}$. Очевидно, маємо рівність $C_T / C_V = 24 \beta \sigma \exp(1) (T_m^4 - T_0^4) / \Lambda$.

Покладемо для подальших розрахунків $v_s = 0.5$ км/с. Отримана з (8) залежність між величинами v_0 та z_{R0} для деяких висот H_s зображена на рис. 2 лініями рівної висоти зупинки. Очевидно, що дані криві мають фізичний смисл лише для області аерозолів, а не в зоні метеорів, де частинки втрачають масу і з часом випаровуються.

Формулу (24) можна розглядати як рівняння зв'язку, що пов'язує чотири змінні: m_0 , v_0 , z_{R0} , H_s , три з яких незалежні. Для того щоб отримати розподіл густини ймовірності аерозолів з висотою $p_{mH}(m_0, H_s)$, слід спочатку перейти в розподілі (19) від трійки незалежних координат m_0 , v_0 , z_{R0} до трійки m_0 , v_0 , H_s , використовуючи (24). Оскільки дві перші координати не змінюються, то можна записати

$$p_H(H_s) = p_{z(H_s)}(z_{R0}(H_s)) \left| \frac{\partial z_{R0}(H_s)}{\partial H_s} \right|, \quad (25)$$

Де величина $z_{R0}(H_s)$ та якобіан переходу $\frac{\partial z_{R0}(H_s)}{\partial H_s}$ шукаються з рівняння (24), яке можна представити у вигляді

$$\cos z_{R0} = \frac{C_V \rho_A(H_s)}{m_0^{1/3} \ln \frac{v_0}{v_s}} \equiv C_Z(m_0, v_0, H_s). \quad (26)$$

Тут C_Z — косинус зенітної відстані радіанта як функції початкової швидкості при заданих m_0 і H_s . Зважаючи на те, що зенітний кут радіанта лежить у межах $0^\circ \div 90^\circ$, функцію p_Z , яка входить до складу p_{mvz} , можна подати у вигляді

$$p_Z(z_{R0}(H_s)) = 2 \cos z_{R0} \sqrt{1 - \cos^2 z_{R0}} \equiv 2C_Z \sqrt{1 - C_Z^2}, \quad (27)$$

а якобіан —

$$\frac{\partial z_{R0}}{\partial H_s} = \frac{1}{H^*} \frac{C_Z}{\sqrt{1 - C_Z^2}}. \quad (28)$$

Підставивши (27) і (28) у (25), остаточно отримуємо

$$p_H(m_0, v_0, H_s) = \frac{2}{H^*} C_Z^2(m_0, v_0, H_s). \quad (29)$$

Тоді $p_{mH}(m_0, H_s)$ отримуємо після інтегрування нового тривимірного розподілу по швидкості:

$$p_{mH}(m_0, H_s) = p_m(m_0) \times \int_{v_1(m_0, H_s)}^{v_2(m_0, H_s)} p_v(v_0) p_H(m_0, v_0, H_s) dv_0. \quad (30)$$

Функцію $p_H(m_0, v_0, H_s)$ зручно представити в явному вигляді. Тоді остаточно отримуємо

$$p_{mH}(m_0, H_s) = p_m(m_0) \frac{2}{H^*} \times \left(\frac{C_V \rho_0 \exp(-H_s / H^*)}{m_0^{1/3}} \right)^2 I_v(m_0, H_s), \quad (31)$$

де

$$I_v(m_0, H_s) = \int_{v_{01}(m_0, H_s)}^{v_{02}(m_0, H_s)} \frac{p_v(v_0)}{\ln^2(v_0 / v_s)} dv_0. \quad (32)$$

Знайдемо межі інтегрування v_{01} і v_{02} , які в загальному випадку є функціями від m_0 та H_s , а також мінімальну висоту H_{Smin} , якої може досягти частинка певної маси. Для розрахунку цих величин знайдемо значення H_s , що відповідають кільком точкам в просторі параметрів v_0 , z_{R0} (рис. 2). Як видно з рис. 2, для кожного значення маси існує деяке мінімальне значення H_{Smin} , нижче якого густина розподілу рівна нулю — крива проходить вище заштрихованої зони. Дана точка відповідає значенню $z_{R0} = 0$ та значенню $v_{0Hmin} = (C_T / m_0^{1/3})^{1/3}$, яке отримано з (23). Величину H_{Smin} , що відповідає цій точці, знайдемо з (24), підставивши в неї $\rho_A(H_s)$ з барометричної формули (4) в явному вигляді:

$$H_{Smin}(m_0) = H^* \ln \left[\frac{\rho_0 C_V}{m_0^{1/3} \ln(v_0 / v_s)} \right], \quad (33)$$

де використовуємо $v_0 = v_{0Hmin}$.

Наступна важлива точка має параметри: $z_{R0} = 0$, $v_0 = v_{0min}$, що відповідає кривій зупинки частинки на деякій висоті H_{Smin} , яку знайдемо також з рівняння (33).

Остання критична точка — досягнення функцією $v_0(z_{R0})$, вираженою з (23), максимальної швидкості $v_0 = v_{0max}$. Висоту зупинки аерозольної частинки в цій точці знайдемо з (24), підставивши туди значення $\cos z_{R0} = \frac{C_T}{m_0^{1/3} v_0^3}$:

$$H_{SLIM2} = H^* \ln \left[\frac{\rho_0 C_V v_{0max}^3}{C_T \ln(v_{0max} / v_s)} \right]. \quad (34)$$

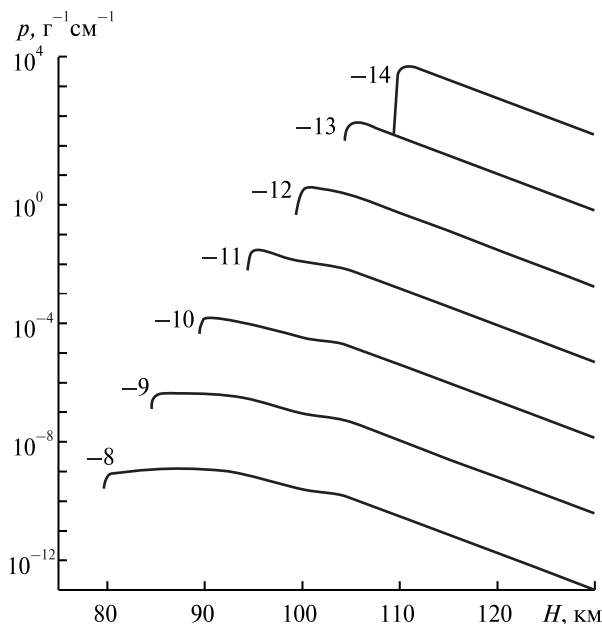


Рис. 4. Двовимірний розподіл $p(m, H)$ притоку аерозолів в атмосферу Землі як функція маси і висоти для діапазону мас $m_0 = 10^{-14} \dots 10^{-8}$ г (логарифм маси приведено поруч із кривими) згідно із формулою (31)

Як видно, вона не залежить від маси.

Таким чином, інтеграл $I_v(m_0, H_S)$ в (32) слід починати розраховувати з висоти H_{Smin} , яка визначається з виразу (33). Нижня границя $v_{01}(m_0, H_S)$ інтегрування в діапазоні $H_{Smin}(m_0) - H_{Slim1}(m_0)$ визначається з (24) при $z_{R0} = 0$. При $H_S \geq H_{Slim1}$ $v_{01} = v_{0min}$. Верхня границя дорівнює $v_{02}(m_0, H_S) = v_{0max}$ при $H_S \geq H_{Slim2}$, а в межах $H_{Smin} - H_{Slim2}$ вона визначається як точка перетину двох функцій $v_0(z_{R0})$ з рівнянь (23) і (24). Виключивши з обох рівнянь $\cos z_{R0}$, отримаємо логарифмічне рівняння відносно v_0 :

$$\ln \frac{v_{02}}{v_S} = \frac{C_V}{C_T} \rho_A v_{02}^3,$$

яке будемо розв'язувати чисельно.

Проведемо розрахунки функції $p(m_0, H_S)$ за формулою (31) для ряду мас космічних частинок, починаючи з $m_0 = 10^{-14}$ г і закінчуючи $m_0 = 10^{-8}$ г. Коректність розрахунків функції розподілу густини ймовірності p_{mvz} для кожної маси можна перевірити за допомогою очевидної рівності

$$\int_{H_{Smin}}^{+\infty} p_{mH}(m_0, H_S) dH_S = g_A(m_0) p_m(m_0).$$

Отримані розподіли $p(m_0, H_S)$ для деяких мас приведені на рис. 4.

ВИСНОВКИ

Як видно із рис. 4, мінімальна висота, якої може сягати потенційна аерозольна частинка, складає приблизно 79.6 км та відповідає метеороїду з масою 10^{-8} г, який рухається вертикально вниз із швидкістю 16.6 км/с. Частинка такої ж маси, що має меншу початкову швидкість, зупиниться вище, а з більшою – перетвориться на метеор. Основна доля частинок діапазону мас $10^{-14} \div 10^{-8}$ зупиняється у досить вузькому діапазоні висот 80–120 км. При цьому із збільшенням маси метеороїдів відбувається зменшення їхнього вкладу в аерозоль по відношенню до загальної кількості частинок даної маси: показник розподілу за масою k збільшується від загального початкового значення 0.892 (залишаючись таким же для мас $m_0 < m_{0cr}$) до 1.1–1.2 для мас $10^{-12} \dots 10^{-10}$ г і приблизно до 1.4 для найважчих аерозольних частинок $10^{-9} \dots 10^{-8}$ г.

Густина ймовірності кінцевого розподілу $p_{mH}(m_0, H)$, який описується формулою (31), має розмірність $g^{-1}cm^{-1}$. Якщо його помножити на N_I , отримаємо кількість частинок, що влітають на квадратний сантиметр поверхні Землі за секунду на одиницю маси та висоти (розмірність $g^{-1}cm^{-3}c^{-1}$).

Таким чином, величина $N_I p(m_0, H)$ може бути інтерпретована, з огляду на розмірність, як зміна концентрації аерозолю на одиницю маси за одиницю часу, і для подальшого використання отриманих результатів можна записати вираз для концентрації $dn(m, H) = N_I p(m, H) dm dt$. Дану формулу доцільно використовувати для дослідження подальшої еволюції аерозольної складової космічного походження під дією сили гравітації та опору повітря та визначення квазістаціонарних профілів аерозолю на всіх висотах, аж до земної поверхні.

Автори вдячні Ю. М. Кудрі за цінні поради та зауваження. Робота виконана за підтримки гранту НАН України РФФД 2008 – 2009 рр., № 28.

1. Волощук Ю. И., Кащеев Б. Л., Кручиненко В. Г. Метеоры и метеорное вещество. — Киев: Наук. думка, 1989. — 294 с.

2. Кручиненко В. Г. Приток космических тел на Землю в широком интервале масс // Кинематика и физика небес. тел. — 2002. — **18**, № 2. — С. 114—127.
3. Кручиненко В. Г. Тепловые взрывы метеороидов в атмосфере Земли // Кинематика и физика небес. тел. — 2004. — **20**, № 3. — С. 269—282.
4. Лебединец В. Н. Пыль в верхней атмосфере и космическом пространстве. Метеоры. — Л.: Гидрометеиздат, 1980. — 250 с.
5. Лебединец В. Н. Аэрозоль в верхней атмосфере и космическая пыль. — Л.: Гидрометеиздат, 1981. — 272 с.
6. Левин Б. Ю. Физическая теория метеоров и метеорное вещество в Солнечной системе. — М.: Изд-во АН СССР. — 1956. — 296 с.
7. Фесенков В. Г. К вопросу о микрометеоритах // Метеоритика. — 1955. — **12**. — С. 3—14.
8. Brownlee D. E., Hodge P. W. Ablation debris and primary micrometeoroids in the atmosphere // Space Res. — 1973. — **13/2**. — P. 1139—1151.
9. Sepelcha Z. Influx of interplanetary bodies onto Earth // Astron. and Astrophys. — 1992. — **263**. — P. 361—366.
10. Nady B. Carbonaceous meteorites. — Amsterdam, New York, 1975. — 747 p.
11. Öpik E. J. Researches on the physical theory of meteor phenomena // Publ. Obs. Astr. Tartu. — 1937. — **29**, N 5. — 67 p.
12. Öpik E. J. Interplanetary dust and terrestrial accretion of meteoric matter // Irish Astron. J. — 1956. — **4**, N 3/4. — P. 84—135.
13. Öpik E. J. Physics of Meteor Flight in the Atmosphere. — New York: Interscience Publ., 1958. — 174 p.
14. Whipple F. L. The theory of micro-meteorites. Part I. In an isothermal atmosphere // Proc. Nat. Acad. Sci. Amer. — 1950. — **36**, N 12. — P. 686—695.
15. Whipple F. L. The theory of micro-meteorites. Part II. In heterothermal atmospheres // Proc. Nat. Acad. Sci. Amer. — 1951. — **37**, N 1. — P. 19—29.

Надійшла до редакції 03.05.10

P. M. Kozak, V. G. Kruchynenko, G. M. Kruchenytskyi,
V. M. Ivchenko, L. V. Kozak, L. M. Bilokrynytska,
Y. G. Taranukha, O. O. Rozhilo

TRANSFORMATION OF SPORADIC LOW-MASS METEOROID COMPONENT INTO THE AEROSOL OF THE EARTH'S UPPER ATMOSPHERE

We consider the problem of the aerosol formation in the upper atmosphere from meteoroids which arrive in the Earth's atmosphere and have masses from 10^{-18} to 10^{-8} g. Based on the analytical solutions of simplified classical equations of deceleration and heating of small meteoroids, we determined the maximal temperatures of the particles during their motions in the atmosphere and the altitudes at which they reach critically low velocities (so-called altitudes of stopping). We suppose that a space particle transforms into an aerosol one when it does not reach its melting temperature. As a base input characteristics, we have plotted the three-dimensional probability density distribution for the number of such particles as a function of the following parameters being critical for reaching by the particle its melting temperature: initial mass, velocity, and angle of entrance into the atmosphere. It is found that stone particles with initial masses less than 1.710^{-14} g become aerosols independently on other parameters. By means of the transformation of the plotted distribution in accordance with simplified classical meteor physics equations, we derived a two-dimensional distribution over mass and formation altitude for the aerosol of space origin in the upper atmosphere.