

УДК 523.6

## Динаміка температури кометного пилу

Д. П. Андрієнко, І. Г. Міщишина

Київський університет імені Тараса Шевченка  
03022 Київ, пр. Глушкова, 6

*Розглянута задача про визначення часу релаксації температури пилинок, які руйнуються в умовах зовнішньої кометної атмосфери, до її рівноважного значення. Чисельно розв'язувалось рівняння, що описує зміну кількості тепла пилинки в полі сонячної радіації з урахуванням втрат на сублимацію. Розрахунки проведені для чистого льоду та льоду, забрудненого вуглецем або силікатом. Отримані значення часу релаксації температури для різних розмірів пилинки при фіксованому початковому відхиленні. Він може досягати кількох хвилин на 1 а. о. Залежність часу релаксації від розмірів має принципово різний характер для пилинок з льоду, забрудненого силікатом або вуглецем. Знайдено хід температури з часом та залежності часу релаксації температури від її початкового відхилення. Модель дозволяє вирішувати задачу про встановлення стану теплової рівноваги для ізотермічних пилинок в космічному просторі в залежності від їхнього складу та зовнішніх умов.*

*ДИНАМИКА ТЕМПЕРАТУРЫ КОМЕТНОЙ ПЫЛИ, Андриенко Д. А., Мищишина И. И. — Рассмотрена задача определения времени релаксации температуры пылинок, разрушающихся в условиях внешней кометной атмосферы, к ее равновесному значению. Численно решалось уравнение, описывающее изменение количества теплоты пылинки в поле солнечной радиации с учетом потерь на сублимацию. Расчеты проведены для чистого льда и льда, загрязненного углеродом или силикатом. Получены значения времени релаксации пылинки для разных размеров пылинки при фиксированном начальном отклонении. Оно может достигать нескольких минут на 1 а. е. Зависимость времени релаксации от размеров имеет принципиально различный характер для пылинок из льда, загрязненного силикатами или углеродом. Найден ход температуры со временем и зависимость времени релаксации от начального отклонения. Модель позволяет решать задачу возвращения пылинки к состоянию теплового равновесия для изотермических пылинок в космическом пространстве в зависимости от их состава и внешних условий.*

*DYNAMICS OF COMETARY DUST TEMPERATURE, by Andrienko D. P., Mischishina I. G. — We consider the determination of the temperature relaxation time for the dust particles which break down to an equilibrium value under the conditions of the cometary outer atmosphere. The calculations are based on the equation defining the dust particle heat variations in the field of the solar radiation with due account for sublimation. The relaxation time complexly depends on particle size, initial conditions, and other model parameter, and it can reach several minutes at 1 AU. The size dependence of*

*the relaxation time is fundamentally different for ice particles polluted by silicates and for those polluted by carbon. The model proposed permits us to solve the problem of thermal equilibrium for the isothermal dust particles sublimating and breaking down under inner and outer factors of the cometary atmosphere and interplanetary medium.*

## ВСТУП

Для дослідження процесів, які відбуваються в голові комети, важливо знати температуру пилових частинок, що надходять з поверхні ядра і рухаються в атмосфері. Вони відіграють значну роль в обміні енергією між складовими кометної атмосфери і відповідальні за значну частину розсіяного та теплового випромінювання, доступного спостереженням.

Звичайно в кометній фізиці вважають, що температура пилинок є рівноважною: потужність енергії, що поглинається пилинкою, дорівнює потужності енергії, втраченою нею [10, 12, 15, 16]. Рівноважна температура для кожної віддалі від Сонця при однакових зовнішніх умовах однозначно визначається розміром пилінки, її складом та структурою.

Проте існують задачі, для яких апіорі невідомо, чи можна температуру пилинок вважати рівноважною. За спостереженнями комети Галлея в космічному експерименті було виявлено злам на кривій залежності поверхневої яскравості від віддалі до ядра, а також ознаки існування переносу пилових часток вздовж поверхні ядра [13, 14]. Ці явища можуть бути пояснені руйнуванням пилинок в газопиловому потоці внаслідок «теплового шоку» або іншого механізму. Розкол пилінки приводить до того, що температура уламків, які утворились, буде рівна рівноважній температурі материнської пилінки і може значно відрізнятись від рівноважної температури, що визначається розміром уламків. Тобто, навіть якщо не приймати до уваги можливу зміну складу та структури пилінки внаслідок розколу, виникає питання про порушення її теплової рівноваги протягом деякого часу. Таке ж питання виникає при моделюванні спалахів блиску комет на основі подрібнення пилового компонента їхніх атмосфер [1, 18]. Необхідність враховувати порушення теплової рівноваги залежить від ряду факторів, до яких слід віднести характерний час процесу, величини, які треба визначити, та точність вимірювань. Важливо знати, чи можна температуру пилінки вважати рівноважною в процесі розколу, при розрахунках теплового випромінювання пилової коми та при розрахунку руху пилинок. За нашими оцінками при подрібненні льодяних пилинок час між двома послідовними розколами може становити декілька десятків секунд.

Щоб визначити, в яких випадках в процесі подрібнення пилинок температуру можна вважати рівноважною, а в яких потрібно враховувати зміну температури пилінки з часом, ми розглянули задачу про визначення часу релаксації температури пилінки після розколу до встановлення теплової рівноваги.

## ПОСТАНОВКА ЗАДАЧІ ТА ОСНОВНІ РІВНЯННЯ

Щоб одержати вираз для часу релаксації температури пилінки розміру  $a$  від заданого початкового значення температури до рівноважного та для розрахунку зміни її температури з часом після розколу було використано рівняння, що описує зміну кількості тепла пилінки в полі сонячної радіації

$$\begin{aligned} & \frac{d}{dt} \left[ \frac{4}{3} \pi \rho a^3 C(T) T \right] = \\ & = 4\pi a^2 \left[ \frac{K}{4} \int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} I_0(T_0, \lambda) Q_{\text{abs}}(x, \lambda) d\lambda - \int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} I_d(T, \lambda) Q_{\text{abs}}(x, \lambda) d\lambda - \rho L_s \frac{da}{dt} \right]. \quad (1) \end{aligned}$$

Тут  $t$  — час,  $\rho$ ,  $C(T)$ ,  $L_s$  — густина, теплоємність та питома енергія сублімації речовини пилинок. Останній член в рівнянні (1) потрібно враховувати тільки для частинок, які мають у своєму складі сублімуючу речовину.  $Q_{\text{abs}}$  — фактор ефективності поглинання, який залежить від комплексного показника заломлення речовини на довжині хвилі  $\lambda$  і безрозмірного параметра  $x = 2\pi a/\lambda$ ;  $I_0(T_0, \lambda)$  — спектральна потужність сонячного випромінювання, яку в першому наближенні можна описувати функцією Планка ( $T_0$  — температура Сонця);  $I_d(T, \lambda)$  — спектральна потужність теплового випромінювання пилінки при температурі  $T$ ;  $K$  — квадрат відношення радіуса Сонця до геліоцентричної відстані комети.

Наведене рівняння можна застосовувати для описання теплової поведінки пилинок в зовнішній атмосфері комети, оскільки в цьому випадку внеском інших членів в баланс енергії можна знехтувати, а саме — тепловим випромінюванням ядра комети та енергією, яка передається пилінкам внаслідок зіткнень з молекулами газу.

Права частина рівняння (1) дає різницю між потужністю енергії, яку пилінка одержала в полі електромагнітного випромінювання Сонця, та енергією, яку вона втратила за рахунок власного теплового випромінювання та сублімації. Якщо похідну в лівій частині рівняння (1) покласти рівною нулю, то одержимо рівняння, що визначає рівноважну температуру:

$$4\pi a^2 \left[ \frac{K}{4} \int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} I_0(T_0, \lambda) Q_{\text{abs}}(x, \lambda) d\lambda - \int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} I_d(T, \lambda) Q_{\text{abs}}(x, \lambda) d\lambda - \rho L_s \frac{da}{dt} \right] = 0. \quad (2)$$

Диференціюючи ліву частину (1) та враховуючи залежність розміру пилінки від часу, яка є наслідком сублімації та катодного розпилення, а також залежність теплоємності речовини пилінки від температури, знайдемо рівняння відносно зміни температури з часом:

$$\frac{dT}{dt} = \left[ \frac{K}{4} \int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} I_0(T_0, \lambda) Q_{\text{abs}}(x, \lambda) d\lambda - \int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} I_d(T, \lambda) Q_{\text{abs}}(x, \lambda) d\lambda - \rho(L_s + CT) \frac{da}{dt} \right] / \left[ \frac{1}{3} \rho a(t) \left( C + \frac{dC}{dT} T \right) \right]. \quad (3)$$

Розмір пилінки визначається за рівнянням

$$a(\tau) = a_0 - \int_{t_0}^{\tau} \frac{da}{dt} dt, \quad (4)$$

де  $a_0$  — початковий розмір. Теплоємності речовин пилинок в залежності від температури обчислювались за емпіричними формулами типу

$$C(T) = C_0 + \alpha T + \beta T^2 + \gamma T^3, \quad (5)$$

де коефіцієнти  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\delta$  для використаних речовин визначені за даними [9].

Для випадку двокомпонентної суміші речовин рівняння (3) набуде вигляду

$$\frac{dT}{dt} = \left[ \frac{K}{4} \int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} I_0(T_0, \lambda) Q_{\text{abs}}(x, \lambda) d\lambda - \int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} I_d(T, \lambda) Q_{\text{abs}}(x, \lambda) d\lambda - \rho(1-f)^{2/3} \frac{da}{dt} L_s - \bar{\rho} CT \frac{da}{dt} \right] / \left\{ \frac{1}{3} \rho a(t) (1-f) \left[ \frac{\rho_{\text{inc}}}{\rho} \frac{f}{1-f} \left( C + \frac{dC_{\text{inc}}}{dT} T \right) + \left( C + \frac{dC}{dT} T \right) \right] \right\}. \quad (6)$$

Тут символи  $\rho$  та  $C$  без індексів відносяться до речовини-матриці, з індексом «inc» — до речовини-забруднювача, надкреслені символи — до суміші,  $f$  — об'ємна частка речовини забруднювача ( $f = V_{\text{inc}}/(V + V_{\text{inc}})$ ,  $V$  — об'єм). Сталі складної речовини визначаються формулами

$$\begin{aligned}\bar{\rho} &= \rho_{\text{inc}}f + \rho(1 - f), \\ \bar{C} &= \frac{1}{\rho} [C_{\text{inc}}\rho_{\text{inc}}f + C\rho(1 - f)], \\ S_{\text{sub}} &= S(1 - f)^{2/3},\end{aligned}$$

де  $S_{\text{sub}}$  — площа вільної сублімації, яку ми прийняли згідно з [11].

При розрахунках факторів ефективності потрібно знати комплексний показник заломлення  $m$  складної речовини, який пов'язаний з комплексною діелектричною проникністю відомим співвідношенням  $\bar{\varepsilon} = (\bar{n}^2 - \bar{k}^2) - i2\bar{n}\bar{k}$ . Комплексна діелектрична проникність визначалася, як в роботах [15, 16], за формулами Максвелла—Гарнета:

$$\bar{\varepsilon} = \varepsilon \left\{ 1 + \left[ f \frac{3(\varepsilon_{\text{inc}} - \varepsilon)}{\varepsilon_{\text{inc}} + 2\varepsilon} \right] \cdot \left[ 1 + f \frac{\varepsilon - \varepsilon_{\text{inc}}}{\varepsilon_{\text{inc}} + 2\varepsilon} \right]^{-1} \right\}, \quad (7)$$

де  $m = n(\lambda) - i \cdot k(\lambda)$ , а  $n(\lambda)$  та  $k(\lambda)$  — дійсна та уявна частини комплексного показника заломлення речовини.

#### ПАРАМЕТРИ ЗАДАЧІ ТА РОЗРАХУНКИ

Для розрахунку процесу релаксації температури до її рівноважного значення було використане рівняння, обернене до рівняння (3):

$$\begin{aligned}\tau = \int_{T_0}^{T(a)} & \left[ \frac{1}{3} \rho a(t) \left( C + \frac{dC}{dT} T \right) \right] / \left[ \frac{K}{4} \int_{\lambda_{\text{min}}}^{\lambda_{\text{max}}} I_0(T_0, \lambda) Q_{\text{abs}}(x, \lambda) d\lambda - \right. \\ & \left. - \int_{\lambda_{\text{min}}}^{\lambda_{\text{max}}} I_d(T, \lambda) Q_{\text{abs}}(x, \lambda) d\lambda - \rho(L_s + CT) \frac{da}{dt} \right] dT \quad (8)\end{aligned}$$

з початковими умовами  $a = a_0$ ,  $T = T_0$  при  $t = 0$ . Початкову температуру  $T_0$  потрібно задавати, виходячи з умов задачі. Наприклад, вона може бути рівна рівноважній температурі пилінки до її руйнування. В інтегралі (8) незалежною змінною є температура  $T$ . Її кінцеве значення визначає верхню границю інтеграла, тому рівняння (8) — це інтегральне однорідне нелінійне рівняння Вольтерра другого роду (зі змінною верхньою границею). Визначення кінцевої температури  $T(a)$  повинно відповідати постановці задачі. Якщо нас цікавить час  $\tau$ , за який повернется до рівноваги пилінка змінного розміру, то за кінцеву температуру треба прийняти рівноважне значення  $T_a$  для деякого її розміру, який визначиться за рівнянням (4). В цьому випадку рівняння (8) має особливість типу «1/0» на верхній границі інтегрування і є сингулярним, тому виникає питання про його коректність і розв'язання в такій постановці.

У фізиці введено поняття часу релаксації, яке означає проміжок часу, за який відхилення деякого параметра від його рівноважного значення зменшується в  $e$  разів. Така величина зручна при порівнянні швидкостей процесів, які описуються експоненціальним законом. Але процес зміни температури, що визначається рівнянням (8), не описується експонентою. В нашій задачі цікаво визначити час, протягом якого пилінку не можна вважати рівноважною. Крім того, важливо визначити хід температури з часом. Тому для характеристики процесу була використана величина, яку ми називаємо часом релаксації температури до рівноважного значення  $\tau_r$ . Він визначався за умовою, що кінцева температура не доходить до

рівноважної на деяку досить малу постійну величину  $\Delta T_r$ , тоді верхня границя в (8)  $T(a) = T_a - \Delta T_r$ . Значення  $\Delta T_r$  вибирається з врахуванням точності визначення температури та точності обчислень. Тоді рівняння (8) набуває такого вигляду:

$$\tau_r = \int_{T_0}^{T_a - \Delta T_r} \left[ \frac{1}{3} \rho a(t) \left( C + \frac{dC}{dT} T \right) \right] / \left[ \frac{K}{4} \int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} I_0(T_0, \lambda) Q_{\text{abs}}(x, \lambda) d\lambda - \int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} I_d(T, \lambda) Q_{\text{abs}}(x, \lambda) d\lambda - \rho \frac{da}{dt} (L_s + CT) \right] dT \quad (9)$$

Таке рівняння не має сингулярності, його ядро на інтервалі інтегрування обмежене і неперервне. Цього достатньо, щоб розв'язок існував і був єдиний [2]. За рівнянням (9) ми розраховували час, протягом якого температура пилінки відхиляється від рівноважної більш ніж на  $\Delta T_r$ . Розрахунки проведені для двох значень  $\Delta T_r = 0.01$  та 1 К, відповідний час релаксації на рисунках позначено  $\tau$ .

Рівняння (9) розв'язувалось чисельно разом з рівняннями для визначення розміру пилінки (4), визначення теплоємності (5) та визначення рівноважної температури. Був застосований принцип знаходження розв'язку за ділянками [2, 8]: коли вихідне рівняння зводиться до вигляду

$$y(z) = f(z) + \int_a^z K[z, s, y(s)] ds,$$

де  $z, s \in [a, b]$ , то спочатку будується розв'язок  $\Psi_k(z)$  на частині інтервалу  $z \in (z_{k-1}, z_k)$ ,  $s \in [a, z_{k-1}]$ , а потім він представляється у вигляді

$$y(z) = f(z) + \int_{z_{k-1}}^z K[z, s, y(s)] ds + \Psi_k(z), \quad z, s \in [z_{k-1}, z].$$

На кожній ділянці розв'язок відшукувався ітераційним методом у вигляді послідовності наближень за рекурентними співвідношеннями

$$y_{j, k}(z) = f(z) + \int_{z_{k-1}}^{z_k} K[z, s, y_{j-1, k}(s)] ds + \Psi_k(z),$$

де  $k$  — номер ділянки, а  $j$  — номер ітерації [2, 6]. За розв'язок приймалося деяке наближення, похибку якого можна оцінити за формулами, наведеними в [2, 7].

Приведені в роботі результати розрахунків відносяться до льодяних пилинок (чистий водяний лід) та до пилинок, які ми називаємо льодистими. До їхнього складу, крім льоду, входять забруднюючі домішки: мінерали, метали, тверді органічні сполуки тощо. Як домішки тут ми вибрали вуглець (сажу) та силікат (обсидіан). Льодяні та льодисті пилінки витрачають енергію не тільки на теплове випромінювання, а й на сублімацію, яка суттєво залежить від їхньої температури. Зменшення розміру пилінки внаслідок сублімації описується рівнянням (4), а похідна  $da/dt$  — формулою

$$\frac{da}{dt} = \frac{\mu m_p}{\rho} \frac{P(T)}{\sqrt{2\pi\mu m_p k T}}, \quad (10)$$

де  $\mu$ ,  $m_p$ ,  $k$  — відповідно молекулярна вага льоду, маса протона, стала Больцмана,  $P(T)$  — тиск насиченого пару водяного льоду.

Для обчислення  $P(T)$  було використано формулу  $\lg P(T) = -2461/T + 3.8571 \lg T + 3.41 \cdot 10^{-3} T^2 + 4.33$  [16]. Видно, що в рівнянні (4) підінтегральна функція залежить тільки від температури. Крок по часу  $\Delta t_k = \tau(T_k, T_{k-1})$ , що використовувався при інтегруванні (4), як розв'язок рівняння (9) на ділянці  $(T_k, T_{k-1})$  збільшується із збільшенням  $k$ . Це може

привести до збільшення похибок обчислень. Щоб запобігти цьому, при інтегруванні (9) крок по незалежній змінній  $T$  приймався змінним. Крім того, для збільшення точності формування підінтегральної функції температура на інтервалі  $\Delta t_k$  була апроксимована залежністю, що являє собою аналітичний розв'язок рівняння (9) на малому інтервалі температури, коли знаменник виразу під інтегралом можна вважати лінійною функцією температури, а розмір і теплоємність — постійними величинами.

На геліоцентричних відстанях понад 4 а. о., як показали Мукаї та Швем [17], необхідно враховувати зменшення розміру пилінки внаслідок розпилення частинками сонячного вітру за формулою

$$(da/dt)_{sp} = (da/dt)_{1 \text{ а.о.}} (R_0)^{-2}.$$

Значення розпилення на 1 а. о.  $(da/dt)_{1 \text{ а.о.}} = 15.59 \cdot 10^{-18}$  см/с було взято для мінімального сонячного вітру [17]. Питома теплота сублимації льоду прийнята рівною 2850 Дж/г. Густина льоду була прийнята 1 г/см<sup>3</sup>.

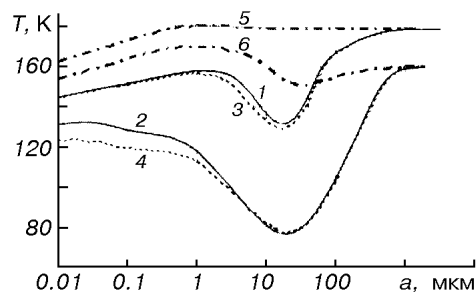
Інтеграл, що визначають потужність енергії, яку пилінка одержала в полі електромагнітного випромінювання Сонця, та потужність енергії, яку вона втратила за рахунок власного теплового випромінювання (в рівняннях (1)–(3)), були обраховані в інтервалі довжин хвиль  $\lambda\lambda$  від 0.1 до 300 мкм та від 1.0 до 300 мкм відповідно. Такі границі інтегрування були вибрані з міркувань точності. Фактори ефективності поглинання розраховувались відповідно до теорії розсіяння Мі [3].

Зміна розміру частинки з часом приводить до зміни з часом факторів ефективності через параметр  $x$ . Ця залежність була врахована в задачі чисельно. При розрахунках показника заломлення складної речовини для льоду були використані дані для  $\lambda\lambda = 0.13...0.17$  мкм [5], 0.17...1 мкм [5, 16] та 2...300 мкм [4]. Для силікату (обсидіану) при  $\lambda\lambda = 0.1...50$  мкм прийнято значення  $m = 2.29 - i0.14$  [9, 19]. Для вуглецю на основі [5] були вибрані значення  $m = 1.96 - i0.9$  при  $\lambda = 300$  мкм,  $m = 1.55 - i0.7$  при  $\lambda = 0.1$  мкм і лінійний хід між ними.

При розрахунках фактора ефективності ми знехтували залежністю комплексного показника заломлення речовини від температури.

Для визначення рівноважної температури пилинок різних розмірів був прийнятий планківський розподіл енергії в спектрі Сонця з температурою 5786 К. Значення розрахованих температур наведені на кривих рис. 1.

Рис. 1. Залежність від розміру рівноважної температури льодяних та льодистих пилинок: 1, 2 — пилінки з чистого водяного льоду; 3, 4 — з суміші льоду та 10 % силікату; 5, 6 — з суміші льоду та 10 % вуглецю на геліоцентричних відстанях 1 та 3 а. о. відповідно



Подібні залежності одержали Мукаї [16] та Лін [15]. Деяка різниця в результатах зумовлена відмінностями даних для показників заломлення речовин.

#### РЕЗУЛЬТАТИ РОЗРАХУНКІВ

Розрахунки часу релаксації були проведені для чистого льоду, льоду, забрудненого сажею, та льоду, забрудненого силікатом, при об'ємних

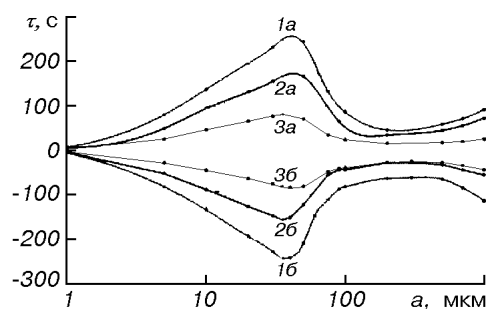


Рис. 2. Час релаксації температури на відстані 1 а. о. в залежності від розміру льодових пилинок: 1а — релаксація при відхиленні +10 К, 2а — релаксація при відхиленні +1 К, 3а — релаксація до температури, яка на +1 К відрізняється від рівноважної (за розрахунками до кривої 1а). Криві 1б—3б побудовані для відхилень температури в бік менших значень, позначення аналогічні до кривих 1а—3а. Шкала часу для них умовно взята зі знаком мінус

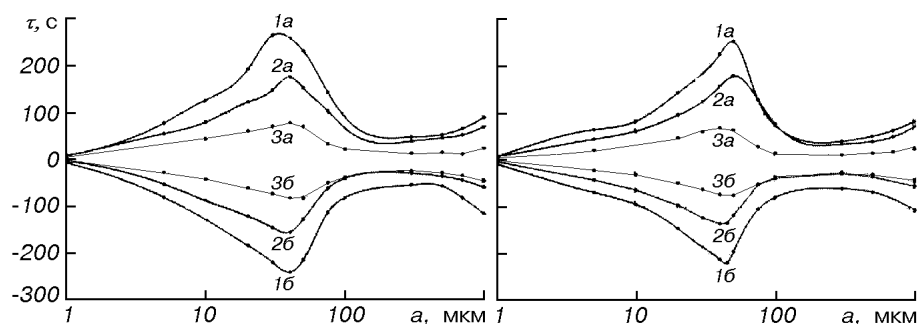


Рис. 3. Час релаксації температури для відстані 1 а. о. від Сонця до рівноважної в залежності від розміру пилинок з льоду, забрудненого силікатом. Зліва — для концентрації 1 %, справа — 10 %. Позначення такі ж, як і на рис. 2

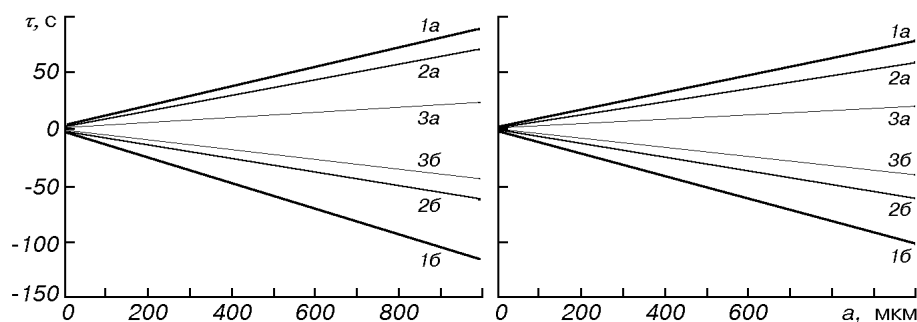


Рис. 4. Час релаксації температури для відстані 1 а. о. для пилинок з льоду, забрудненого вуглецем з концентрацією 1 % (зліва) та 10 % (справа). Позначення такі ж, як і на рис. 2

частках 1 % та 10 %. Досліджувалась залежність часу релаксації від розміру частинки при однаковому відхиленні температури від її рівноважного значення на 1 та 10 К в бік більших та менших її значень (рис. 2—4). Наведені криві свідчать, що час релаксації складним чином залежить від розміру льодових пилинок та від забруднюючої субстанції. Для пилинок з чистого льоду та забруднених силікатами, розмір яких менший ніж 100 мкм, залежність нелінійна з максимумом біля 40—45 мкм. Зі збільшенням розмірів цих пилинок час релаксації збільшується, а залежність наближається до лінійної. Час релаксації пилинок з льоду, забрудненого вуглецем, змінюється лінійно для всіх розмірів. При відхиленні температури в бік менших значень час релаксації перевищує аналогічний для вищих температур.

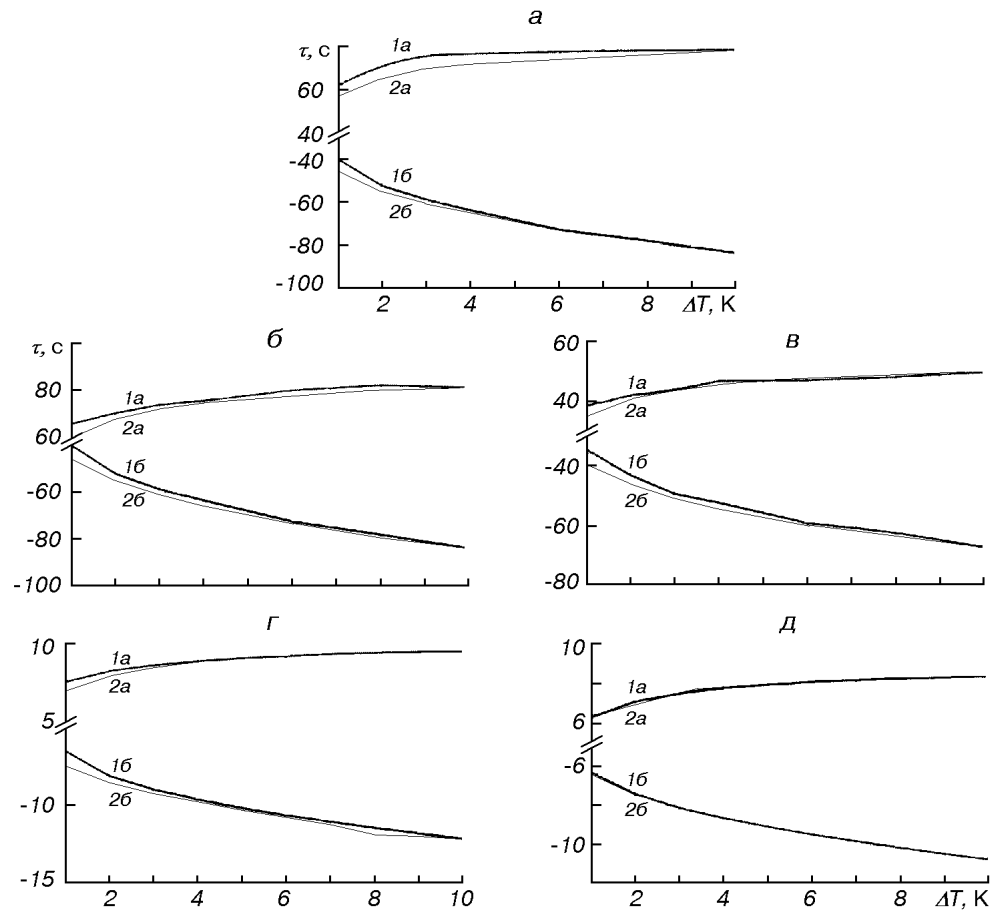


Рис. 5. Залежність часу релаксації від відхилення температури: *a* — для льодяних пилинок розміром 100 мкм; *б* — для льодяних пилинок 100 мкм, забруднених силікатом з концентрацією 1 %; *в* — для льодяних пилинок 500 мкм, забруднених силікатом з концентрацією 10 %; *г* — для льодяних пилинок розміром 100 мкм, забруднених вуглецем з концентрацією 1 %; *д* — для льодяних пилинок розміром 100 мкм, забруднених вуглецем з концентрацією 10 %. Відстань 1 а. о.

Для дослідження динаміки теплового режиму пилового компонента комет потрібно провести розрахунки, що визначають час релаксації в залежності від початкового відхилення  $\Delta T$  від рівноважної температури для кожного розміру. Оскільки практично неможливо розрахувати залежності типу  $\tau(\Delta T, a)$  для всіх варіантів початкових відхилень і розмірів, були обчислені значення  $\tau$  для вибраних розмірів в інтервалі  $\Delta T$  від 1 до 10 К з кроком  $\Delta T = 1$  К в бік більших та менших значень. Одержані значення  $\tau$  (рис. 5, криві 1а, 1б) ми порівняли з відповідними значеннями зміни температури при обчисленні часу релаксації для  $\Delta T = \pm 10$  К (криві 2а, 2б).

Всі криві 1а, 2а та 1б, 2б практично збігаються, особливо для відхилень, більших ніж 2 К. Це дозволяє отриманий при розрахунках для  $\Delta T = \pm 10$  К хід температури використовувати для визначення з достатньою точністю часу релаксації при будь-яких початкових відхиленнях. Висновок справедливий також для відхилень по модулю понад 10 К, тому що криві при цих відхиленнях майже лінійні.



## ВИСНОВКИ

Якщо пилинка в атмосфері комети в результаті якогось процесу виведена зі стану теплової рівноваги, то повернення її до цього стану, як показують розрахунки, потребує певного часу. Він складним чином залежить від розмірів пилинок і може сягати кількох хвилин. Це вказує на те, що при розв'язуванні задач, пов'язаних з температурою кометного пилу, цією обставиною не завжди можна нехтувати. Слід відмітити, що важливим проявом нелінійності процесу релаксації є те, що час, протягом якого пилинка перебуває в стані з температурою, яка більше ніж на 1 К відхиляється від рівноважної (рис. 2—4, криві 3а і 3б), може бути меншим, ніж час релаксації при відхиленнях, близьких до рівноважної температури (криві 2а, 2б).

Запропонована модель дозволяє з заданою точністю визначати час релаксації температури до рівноважної для пилинок будь-якого розміру та хімічного складу на різних віддалях від Сонця.

Модель дозволяє вирішувати задачі про встановлення стану теплової рівноваги пилинок, що сублімують та руйнуються під впливом внутрішніх та зовнішніх факторів в умовах космічного простору.

1. Андриєнко Д. А., Мишишина І. І. О гало льдистых тел как возможном источнике вспышек блеска комет. Математическая модель вспышки // Астрон. журн.—1986.—63, вып. 2.—С. 335—348.
2. Верлань А. Ф., Сизиков В. С. Интегральные уравнения: методы, алгоритмы, программы. — Киев.: Наук. думка, 1986.—543 с.
3. Дейрменджан Д. Рассеяние электромагнитного излучения сферическими полидисперсными частицами. — М.: Мир, 1971.—165 с.
4. Золотарев В. М. Оптические постоянные льда в широкой инфракрасной области спектра // Оптика и спектроскопия.—1970.—29, вып. 6.—С. 1125—1128.
5. Золотарев В. М., Морозов В. Н., Смирнова Е. В. Оптические постоянные природных и технических сред. Справочник. — Л.: Химия, 1984.—216 с.
6. Калайда О. Ф. Лінійні інтегральні та інтегро-диференціальні рівняння. Навчальний посібник. — Київ: Київ. ун-т, 1996.—141 с.
7. Краснов М. Л., Киселев А. И., Макаренко Г. И. Интегральные уравнения. — М.: Наука, 1976.—216 с.
8. Мышкис А. Д. Математика для ВТУЗОВ. Специальные курсы. — М.: Наука, 1971.—632 с.
9. Таблицы физических величин. Справочник / Под ред. И. К. Кикоина. — М.: Атомиздат, 1976.—1008 с.
10. Шульман Л. М. Ядра комет. — М.: Наука, 1987.—230 с.
11. Fanale F. P., Salvail J. R. An idealized short-period comet model: surface insolation, H<sub>2</sub>O flux and mantle evolution // Icarus.—1984.—60, N 3.—P. 476—511.
12. Hanner M. S. On the detectability of the ice grains in the comae of comets // Icarus.—1981.—47, N 3.—P. 342—350.
13. Keller H. U., Marconi M. L., Thomas N. Hydrodynamic implications of particle fragmentation near cometary nuclei // Astron. and Astrophys.—1990.—227, N 1.—P. 41—44.
14. Keller H. U., Thomas N. Evidence for near-surface breezes on comet p/Halley // Astron. and Astrophys.—1989.—226, N 1.—P. 409—412.
15. Lien D. J. Dust in comets. I. Thermal properties of homogeneous and heterogeneous grains // Astrophys. J.—1990.—355, N 2.—P. 680—692.
16. Mukai T. Analysis of a dirty water-ice model for cometary dust // Astron. and Astrophys.—1986.—164, N 2.—P. 397—407.
17. Mukai T., Schwem G. Interaction of grains with the solar energetic particles // Astron. and Astrophys.—1985.—95, N 2.—P. 373—382.
18. Podgorny I. M., Andrienko D. A., Kleshchenok V. V., Mischishina I. I. The role of the interplanetary magnetic field reorientation in the mechanism of the comet's brightness outburst occurrence // Astro. Lett. and Communications.—1990.—28.—P. 33—37.
19. Pollak J. B., Toon O. B., Khare B. N. Optical properties of some terrestrial rocks and glasses // Icarus.—1973.—19, N 3.—P. 372—389.

Надійшла до редакції 20.05.99