



УДК 551.515.3, 551.54.541;551.508.41

## ДИНАМІКА ПІДЙОМУ ТЕРМІКІВ У АТМОСФЕРІ ПРИ БЕЗПЕРЕРВНОМУ ПІДВОДІ ТЕПЛА: ПРИКЛАДИ ПРАКТИЧНОГО ЗАСТОСУВАННЯ

Л. Ф. Черногор

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

e-mail: Leonid.F.Chernogor@gmail.com

*Раніше автором було розглянуто динаміку ізольованого терміку, згенерованого при миттєвому виділенні тепла. Отримано аналітичні точні, а також наближені розв'язки, які описують динаміку підйому терміка сферичної форми. Такі терміки виникають при короткочасному виділенні тепла, наприклад, під час вибуху. Також вивчено спливання метеороїдного терміка. Теорія терміка знайшла застосування в механізмі магнітного передвісника землетрусів. У той же час при великих лісових пожежах, горіннях торфовищ, розтягнутих у часі виверженнях вулканів, при підготовці землетрусів, які супроводжуються тепловим передвісником, підведення тепла відбувається протягом багатьох годин і навіть багатьох діб. Динаміка підйому терміка при цьому істотно відрізняється від випадку миттєвого виділення енергії. Використовуючи циліндричну модель терміку в атмосфері, вивчено його динаміку при безперервному підводі тепла. В рамках моделі отримано аналітичні розв'язки вихідних рівнянь, які описують часові залежності швидкості руху маси нагрітого повітря та положення верхньої границі терміка, а також надлишок температури в нагрітому утворенні. Показано, що в міру підйому верхньої границі терміку його швидкість і висота збільшуються, а надлишок температури поступово зменшується. Виконано числові оцінки для характерних ситуацій. Обговорюються екологічні наслідки великомасштабних пожеж, а також механізми генерації терміком акустико-гравітаційних хвиль. Проаналізовано фізичні механізми генерації акустичного широкосмугового випромінювання терміками. Періоди хвиль становлять  $1 - 10^3$  с. Енергія акустичного випромінювання від великої пожежі – близько  $10^{14}$  Дж. У той же час енергія акустичного випромінювання від усіх пожеж у Росії в 2020 р. наближалася до  $7 \cdot 10^{16}$  Дж, а в Україні вона була на три порядки меншою.*

**Ключові слова:** термік, часові залежності, швидкість руху, висота верхньої границі терміку, надлишок температури, генерація акустико-гравітаційних хвиль, екологічні наслідки пожеж.

### 1. Вступ

Перша постановка задачі про конвективний підйом нагрітих утворень належить авторам [1]. На жаль, ці автори не враховували гальмування утворень при їх підйомі, що

істотно змінювало характер динаміки. Автори [2] врахували гальмування терміку, який виник при потужному вибусі, і розв'язували задачу про динаміку підйому терміка числовими методами.

Автор [3, 4] розглянув динаміку

ізолюваного терміку, згенерованого при миттєвому виділенні тепла. В [3, 4] отримано аналітичні точні, а також наближені розв'язки, що описують динаміку підйому терміку сферичної форми. Такі терміки виникають при короткочасному виділенні тепла, наприклад, під час вибуху.

В роботі [5] розглянуто спливання метеороїдного терміка. Отримані в [3, 4] результати знайшли застосування в теорії магнітного передвісника землетрусів [6].

У той же час при великих лісових пожежах, горіннях торфовищ, розтягнутих у часі виверженнях вулканів, при підготовці землетрусів, які супроводжуються тепловим передвісником, підвід тепла відбувається протягом багатьох годин і навіть багатьох діб. Динаміка підйому терміка при цьому істотно відрізняється від випадку миттєвого виділення енергії. Зокрема, при цьому можуть виникати вогняні смерчі, вогняні хмари (пірокумуляси) та інші явища природи. Тому задача оцінки висоти та швидкості підйому нагрітих утворень, а також надлишок температури в них представляє безперечний теоретичний і практичний інтерес.

Мета цієї роботи – отримання в рамках запропонованої моделі терміка аналітичних розв'язків, які описують його динаміку та супутні процеси, а також оцінка параметрів терміка для характерних прикладів (для характерних прикладів великомасштабних лісових пожеж 2010 та 2020 рр. та їх екологічних наслідків, горіння торфовищ, теплових передвісників землетрусів та вулканічних викидів).

## 2. Вихідні співвідношення, перетворення та спрощення рівнянь

Як і в роботах [2–4], у якості вихідних виберемо рівняння руху маси  $m$  терміку об'ємом  $V$  і густиною  $\rho$ , рівняння для

швидкості зміни маси нагрітого утворення за рахунок приєднання холодного повітря та рівняння для швидкості убавання повного інтеграла плавучості  $F$ :

$$m \frac{dv}{dt} = F_A - mg - \frac{C_D}{2} \rho_0 v^2 S, \quad (1)$$

$$\frac{dm}{dt} = \alpha S_1 v \rho_0, \quad (2)$$

$$\frac{dF}{dt} = -N^2 v V, \quad (3)$$

де  $v$  – швидкість руху маси повітря в терміку,  $F_A = \rho V g$  – сила Архімеда,  $S$  – площа поперечного перерізу терміку,  $\rho_0$  – густина холодного повітря,  $C_D \approx 1$  – ефективний коефіцієнт опору,  $g$  – прискорення вільного падіння,  $\alpha \approx 0.1$  – коефіцієнт захоплення холодного повітря,  $S_1$  – площа терміка, яка взаємодіє з холодним повітрям,  $N \approx 10^{-2} \text{ c}^{-1}$  – коефіцієнт Брента-Вайселя [7].

Нагріте утворення будемо моделювати циліндром із незмінним радіусом  $R$ , який визначається радіусом теплового джерела та висотою  $h$ , яка поступово збільшується. Тоді

$$\pi F = g \vartheta V, \quad S = \pi R^2, \quad V = Sh,$$

де  $\vartheta = (T - T_0) / T_0$  – відносний надлишок температури,  $T$  – температура повітря в терміку,  $T_0$  – температура холодного повітря. Площа  $S_1$  визначається площею бічної поверхні та площею верхньої основи циліндра:

$$S_1 = \pi R^2 + 2\pi R h = \pi R (R + 2h).$$

Врахуємо також той факт, що  $\rho = \rho_0 / (1 + \vartheta)$ . Тоді з (1)–(3) отримаємо наступну систему рівнянь:

$$\begin{aligned} \frac{dv}{dt} &= \vartheta g - \beta (1 + \vartheta) \frac{v^2}{h}, \\ \beta &= \frac{C_D}{2} \approx \frac{1}{2}, \quad v(0) = 0, \end{aligned} \quad (4)$$

$$\frac{dh}{dt} + h \left( \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dt} \right) = \alpha v (1 + \vartheta) \left( 1 + \frac{2h}{R} \right), \quad (5)$$

$$h(0) = h_0,$$

$$\frac{d\vartheta}{dt} + \vartheta \left( \frac{1}{h} \frac{dh}{dt} \right) = -\frac{vN^2}{g}, \quad \vartheta(0) = \vartheta_0 \quad (6)$$

Розв'язуючи в (5) і (6) відносно похідних  $dh/dt$  і  $d\vartheta/dt$  з урахуванням того, що  $\rho^{-1}(d\rho/dt) = -(1+\vartheta)^{-1}(d\vartheta/dt)$ , отримаємо, що

$$\frac{dh}{dt} = \alpha v \frac{(1 + \vartheta)^2}{1 + 2\vartheta} \left( 1 + \frac{2h}{R} \right) - \frac{vh}{R_N (1 + 2\vartheta)}, \quad (7)$$

$$h(0) = h_0,$$

$$\frac{d\vartheta}{dt} = -\alpha \frac{v}{h} \frac{\vartheta(1 + \vartheta)^2}{1 + 2\vartheta} \left( 1 + \frac{2h}{R} \right) - \frac{v}{R_N} \frac{1 + \vartheta}{1 + 2\vartheta}, \quad (8)$$

$$\vartheta(0) = \vartheta_0,$$

де  $R_N = g/N^2 \approx 10^5$  м – характерний просторовий масштаб.

Рівняння (4), (7) та (8) повністю визначають динаміку підйому терміка.

У системі рівнянь (4), (7) і (8) обмежимося помірним нагрівом, коли  $\vartheta \leq 0.1$ . Ця ситуація являє найбільший інтерес, оскільки над будь-яким джерелом тепла знайдеться рівень  $h = h_0$ , де  $\vartheta = \vartheta_0 \leq 0.1$ . Тоді рівняння (4), (7) і (8) спрощуються до таких:

$$\frac{dv}{dt} \approx \vartheta g - \beta \frac{v^2}{h}, \quad v(0) = 0, \quad (9)$$

$$\frac{dh}{dt} \approx \alpha v \left( 1 + \frac{2h}{R} \right) - v \frac{h}{R_N}, \quad h(0) = h_0, \quad (10)$$

$$\frac{d\vartheta}{dt} \approx -\alpha \frac{v}{h} \vartheta \left( 1 + \frac{2h}{R} \right) - \frac{v}{R_N}, \quad \vartheta(0) = \vartheta_0.$$

Розглянемо окремо висотні та часові залежності основних параметрів терміку.

### 3. Висотна залежність надлишку температури

При  $h \ll \alpha R_N \approx 10^4$  м з (7) і (8) маємо

$$\frac{dh}{d\vartheta} \approx -\frac{h}{\vartheta}. \quad (11)$$

Розв'язок рівняння має вигляд:

$$h = h_0 \frac{\vartheta_0}{\vartheta} \quad (12)$$

або

$$\vartheta = \vartheta_0 \frac{h_0}{h}. \quad (13)$$

### 4. Часові залежності

#### 4.1. Помірний нагрів

Еволюція параметрів терміка в часі при  $R \ll \alpha R_N$ , як це впливає з (9) і (10), описується системою рівнянь

$$\frac{dv}{dt} \approx \vartheta g - \beta \frac{v^2}{h}, \quad \vartheta = \vartheta_0 \frac{h_0}{h}, \quad v(0) = 0, \quad (14)$$

$$\frac{dh}{dt} \approx \alpha v \left( 1 + \frac{2h}{R} \right), \quad h(0) = h_0. \quad (15)$$

З рівнянь (14) і (15) маємо

$$\frac{dv}{dh} = \frac{\vartheta_0 g h_0 - \beta v^2}{\alpha h v (1 + 2h/R)} = \frac{\beta (v_c^2 - v^2)}{\alpha h v (1 + 2h/R)}, \quad (16)$$

де характерна швидкість підйому терміка

$$v_c = \sqrt{\frac{\vartheta_0 g h_0}{\beta}}.$$

Інтегруючи (16), отримаємо

$$v = v_c \sqrt{1 - \left( \frac{h_0}{h} \frac{R + 2h}{R + 2h_0} \right)^a}, \quad a = \frac{2\beta}{\alpha}, \quad (17)$$

або

$$v = v_c \sqrt{1 - \left( \frac{\eta_0}{\eta} \frac{1 + \eta}{1 + \eta_0} \right)^a},$$

де  $\eta = 2h / R$ ,  $\eta_0 = 2h_0 / R$ .

Вже при  $\eta = 1.2\eta_0$  маємо  $v \approx 0.9v_c$ . Це означає, що у співвідношенні (15) можна припустити  $v \approx v_c$ . Цього і слід було очікувати, оскільки характерний час зміни швидкості дорівнює  $t_v = 2h_0/v_c$ , а висоти –  $t_h = h_0/\alpha v_c$ . При цьому  $t_v/t_h = 2\alpha \approx 0.2 \ll 1$ .

Підставляючи  $v \approx v_c$  у (15) та інтегруючи, приходимо до наступної залежності

$$h = \frac{R}{2} \left[ \left( 1 + \frac{2h_0}{R} \right) e^{t/t_0} - 1 \right], \quad (18)$$

де

$$t_0 = \frac{R}{2\alpha v_c}. \quad (19)$$

Тоді

$$\vartheta(t) = \vartheta_0 \frac{\eta_0}{(1 + \eta_0) e^{t/t_0} - 1}.$$

Із залежності  $\vartheta(t)$  видно, що з плином часу надлишок температури достатньо швидко убуває.

Виходячи зі співвідношень (18) і (19), оцінимо швидкість руху верхньої межі терміку

$$v_t = \frac{dh}{dt} = \frac{R}{2t_0} \left( 1 + \frac{2h_0}{R} \right) e^{t/t_0}.$$

При  $t/t_0 \ll 1$  та  $2h_0/R \ll 1$  маємо

$$v_t(0) \approx \frac{R}{2t_0} = \alpha v_c \ll v_c. \quad (20)$$

Зауважимо, що співвідношення (17) і (18) не описують динаміку вогняних смерчів. Для них потрібен окремий розгляд.

## 4.2. Сильний нагрів

Будемо вважати, що в виразах (7) і (8)  $h \ll \alpha R_N$ . При цій умові справедливе співвідношення (13). При сильному нагріві, коли  $\vartheta$ ,  $\vartheta_0$  можуть бути значно більше одиниці, необхідно розв'язувати наступну систему рівнянь:

$$\frac{dv}{dt} \approx \vartheta g - \beta(1 + \vartheta) \frac{v^2}{h}, \quad v(0) = 0, \quad (21)$$

$$\frac{dh}{dt} \approx \alpha v \frac{(1 + \vartheta)^2}{1 + 2\vartheta} \left( 1 + \frac{2h}{R} \right), \quad h(0) = h_0, \quad (22)$$

$$\vartheta(h) = \vartheta_0 \frac{h_0}{h}. \quad (23)$$

Спочатку оцінимо характерні часи зміни функцій  $v$  та  $h$ . Ці часи даються наступними співвідношеннями:

$$t_v = \frac{h_0}{\beta(1 + \vartheta_0) v_\infty},$$

$$t_h = \frac{1 + 2\vartheta_0}{(1 + \vartheta_0)^2} \frac{h_0}{\alpha v_\infty (1 + \eta_0)},$$

де швидкість

$$v_\infty = \sqrt{\frac{\vartheta_0 g h_0}{\beta(1 + \vartheta_0)}} = \frac{v_c}{\sqrt{1 + \vartheta_0}}.$$

Відношення

$$\frac{t_v}{t_h} = \frac{\alpha}{\beta} \frac{1 + \vartheta_0}{1 + 2\vartheta_0} (1 + \eta_0)$$

завичай є малим за рахунок малості  $\alpha \approx 0.1$ . Це означає, що в рівнянні (21) при  $t \ll t_h$  маємо  $h(t) \approx h_0$ , а  $v(t) \approx v_\infty$ . Після підстановки (23) в (22) з урахуванням того, що  $v \approx v_\infty$ , з (22) отримаємо:

$$\frac{d\eta}{dt} \approx \frac{2\alpha v_\infty}{R} \frac{(\eta + b)^2}{\eta(\eta + 2b)} (1 + \eta), \quad (24)$$

де  $b = \vartheta_0 \eta_0$ .

Розв'язок (24) має вигляд:

$$F(\eta) = F(\eta_0) e^{(b-1)^2 t / \tau}, \quad (25)$$

де

$$F(\eta) = (1 + \eta)^{1-2b} (b + \eta)^{b^2} e^{b^3 / (b + \eta)}, \quad (26)$$

$$\tau = \frac{R}{2\alpha v_\infty}.$$

Часто  $b < 1$ . При  $\eta \gg 1$ ,  $b$  з (25) з урахуванням (26) отримаємо:

$$\eta \approx F(\eta_0)^{1/(b-1)^2} e^{t/\tau} = A e^{t/\tau}, \quad (27)$$

де

$$A = F(\eta_0)^{1/(b-1)^2}.$$

Якщо  $\eta_0 \ll 1$ , тоді

$$F(\eta_0) \approx (be)^{b^2}, \quad A(b) \approx (be)^{b^2/(b-1)^2}.$$

При  $b$ , яке дорівнює 0.1, 0.3, 0.5 та 0.7 маємо для  $A$  відповідно 0.98, 0.96, 1.36 та 32.9.

Для великомасштабних пожеж  $\eta \ll b$ .

Тоді з (24) маємо

$$\frac{d\eta}{dt} = \frac{1 + \eta}{\tau \eta} \frac{b}{2}. \quad (28)$$

Інтегруючи (28), отримаємо:

$$\frac{e^\eta}{1 + \eta} = \frac{e^{\eta_0}}{1 + \eta_0} e^{\frac{bt}{2\tau}} \approx e^{\frac{bt}{2\tau}}. \quad (29)$$

Якщо до того ж  $\eta \ll 1$ , тоді

$$\eta \approx \sqrt{2 \left( e^{\frac{bt}{2\tau}} - 1 \right)}.$$

При  $bt / 2\tau \ll 1$  маємо

$$\eta \approx \left( \frac{bt}{\tau} \right)^{1/2}.$$

Якщо  $bt / 2\tau \gg 1$ , тоді

$$\eta \approx \sqrt{2} e^{\frac{bt}{4\tau}}.$$

## 5. Обговорення

### 5.1. Надлишок температури

Виразимо надлишок температури на висоті  $h \approx h_0$  через параметри джерела тепла. Нехай потужність джерела тепла  $P_T$ . Тоді для теплової колонки над площею  $S$  маємо

$$P_T = C\rho S v_1 \Delta T,$$

де  $C$  – питома теплоємність при постійному тиску,  $\Delta T = T - T_0$ ,  $S = \pi R^2$ ,  $v_1$  – швидкість теплового потоку поблизу джерела тепла. Вважаючи, що  $v_1 \approx v_t$ , де  $v_t$  дається співвідношенням (20), отримаємо, що

$$P_T \approx C\rho S v_t \Delta T. \quad (30)$$

З (30) випливає, що

$$\Delta T = \frac{P_T}{C\rho S v_t}. \quad (31)$$

Оскільки  $v_t \approx \alpha v_c$  (див. співвідношення (20)), а густина потоку

$$\Pi = \frac{P_T}{S},$$

з (31) маємо

$$\Delta T(h_0) \approx \frac{\Pi}{C\rho \alpha v_c}. \quad (32)$$

З іншого боку,

$$\Pi = q\mu. \quad (33)$$

де  $q$  – питомий енерговміст (Дж/кг), а  $\mu$  – питома швидкість горіння (кг/(м<sup>2</sup>·с)). Тоді з (32) і (33) отримаємо, що

$$\Delta T(h_0) = \frac{q\mu}{C\rho\alpha v_c} \approx \frac{q\mu}{C\rho_0\alpha v_c} \quad (34)$$

або

$$\vartheta_0 = \frac{q\mu}{C\rho_0 T_0 \alpha v_c} = \frac{q\mu}{C\rho_0 T_0 \alpha} \left( \frac{\beta}{\vartheta_0 g h_0} \right)^{1/2}.$$

Звідси

$$\vartheta_0 = \left( \frac{q\mu}{C\rho_0 T_0 \alpha} \right)^{2/3} \left( \frac{\beta}{g h_0} \right)^{1/3}. \quad (35)$$

Наприклад, за типових значень лісової пожежі  $q = 10^7$  Дж/кг,  $\mu \approx 4 \cdot 10^{-3}$  кг/(м<sup>2</sup>·с),  $C \approx 10^3$  Дж/(кг·К),  $\rho_0 \approx 1.3$  кг/м<sup>3</sup>,  $T_0 \approx 300$  К,  $\alpha \approx 0.1$ ,  $g \approx 9.8$  м/с<sup>2</sup> та  $h_0 \approx 100$  м з (35) отримаємо, що  $\vartheta_0 \approx 0.08$ , а  $\Delta T(h_0) \approx 24$  К.

Зауважимо, що малість  $\vartheta_0$  у порівнянні з 1 виправдовувало перехід від системи рівнянь (4) – (6) до системи (9) – (11).

## 5.2. Обмеження моделі

Модель, яка розглядається, не враховує турбулентності в атмосфері, наявність вітру та зміну температури та густини атмосфери з висотою.

Максимальну висоту підйому верхньої границі терміка обмежують турбулентна дифузія та вітер. Характерний час

руйнування терміку за рахунок турбулентної дифузії

$$t_D = \frac{(2R)^2}{D_t},$$

де  $D_t$  – коефіцієнт турбулентної дифузії.

Характерний час руйнування (знесення) терміку горизонтальними вітрами, що мають швидкість  $w$ ,

$$t_w = \frac{2R}{w}.$$

Значення  $t_0$  або  $\tau$  не може перевищувати значення  $t_D$  та  $t_w$ . Результати оцінок цих часів наведено в табл. 1, табл. 2. Вважалося, що  $D_t$  змінюється в межах від  $10^2$  до  $10^3$  м<sup>2</sup>/с, а  $w$  – від 5 до 20 м/с.

При оцінці

$$v_c = \sqrt{\frac{\vartheta_0 g h_0}{\beta}} \approx \sqrt{2\vartheta_0 g h_0} \quad (36)$$

необхідно задаватися значеннями  $\vartheta_0$  и  $h_0$ , а вони залежать від джерела тепла, яке створює термік.

Так, при горінні лісових масивів  $\vartheta_0 = 0.1$  на висоті близько 50–100 м [8]. При цьому  $v_c \approx 10$ –14 м/с. При горінні торфовищ таке ж значення  $\vartheta_0$  має місце на висоті близько 2–5 м, чому відповідає  $v_c \approx 2$ –3 м/с.

Результати розрахунку характерної швидкості  $v_c$  за співвідношенням (36) наведено в табл. 3.

**Таблиця 1.** Залежність характерного часу  $t_D$  (с) турбулентної дифузії від розміру джерела тепла

$D_t, \text{ м}^2/\text{с}$	$R, \text{ м}$					
	10	30	100	300	1000	3000
$10^2$	4	36	400	$3.6 \cdot 10^3$	$4 \cdot 10^4$	$3.6 \cdot 10^5$
$2 \cdot 10^2$	2	18	200	$1.8 \cdot 10^3$	$2 \cdot 10^4$	$1.8 \cdot 10^5$
$4 \cdot 10^2$	1	9	100	$9 \cdot 10^2$	$10^4$	$9 \cdot 10^4$
$10^3$	0.4	3.6	40	360	$4 \cdot 10^3$	$3.6 \cdot 10^4$

**Таблиця 2.** Залежність характерного часу  $t_w$  (с) руйнування терміка вітрами від розміру джерела тепла

$w, \text{ м/с}$	$R, \text{ м}$					
	10	30	100	300	1000	3000
5	4	12	40	120	400	$1.2 \cdot 10^3$
10	2	6	20	60	200	600
15	1.3	4	13.3	40	133	400
20	1	3	10	30	100	300

**Таблиця 3.** Залежність характерної швидкості  $v_c$  (м/с) від початкового положення верхньої границі терміка

$\vartheta_0$	$h_0, \text{ м}$				
	10	30	100	300	1000
$10^{-3}$	0.44	0.77	1.41	2.43	4.45
$3 \cdot 10^{-3}$	0.76	1.32	2.40	4.15	7.58
$10^{-2}$	1.41	2.44	4.45	7.70	14.1
$3 \cdot 10^{-2}$	2.44	4.22	7.71	13.3	24.4
$10^{-1}$	4.45	7.7	14.1	24.3	44.5

Таким чином, для різних джерел характерна швидкість підйому верхньої границі терміку може змінюватися від одиниць до декількох десятків метрів за секунду (див. табл. 3). Результати розрахунків характерного часу підйому терміка в залежності від його характерної

швидкості та розміру джерела тепла за співвідношенням (19) наведені в табл. 4. Істотне зростання  $v$  та  $h$  має місце, коли ролі турбулентної дифузії та вітру малоістотні, тобто при  $t_0 < t_D, t_w$ .

Порівнюючи дані з табл. 1 і табл. 2, можна бачити, що майже завжди  $t_w \leq t_D$ .

**Таблиця 4.** Залежність характерного часу  $t_0$  (с) підйому терміка від його характерної швидкості та розміру джерела тепла

$v_c, \text{ м/с}$	$R, \text{ м}$					
	10	30	100	300	1000	3000
1	50	150	500	$1.5 \cdot 10^3$	$5 \cdot 10^3$	$1.5 \cdot 10^4$
2	25	75	250	750	$2.5 \cdot 10^3$	$7.5 \cdot 10^3$
3	16.7	50	167	500	$1.7 \cdot 10^3$	$5 \cdot 10^3$
5	10	30	100	300	$10^3$	$3 \cdot 10^3$
10	5	15	50	150	500	$1.5 \cdot 10^3$
20	2.5	7.5	25	75	250	750
30	1.7	5	16.7	50	167	500
50	1	3	10	30	100	300

У той же час, як це впливає з порівняння даних з табл. 2 і табл. 4, при  $v_c \leq 20$  м/с маємо  $t_w < t_0$ . Це означає, що межу зростання  $v$  та  $h$  задає  $t_w$ , а не  $t_0$ . Якщо ж  $t_w > t_0$ , то значення швидкості можуть досягати  $\sim 100$  м/с, а значення  $h_{\max}$  – одиниць кілометрів. Такі явища в природі дійсно

спостерігаються і носять вони назви вогняних смерчів.

### 5.3. Екологічні наслідки

При горінні великих масивів лісу відзначалися випадки (наприклад, влітку 2010 та 2020 рр. в Росії) виникнення

вогняних смерчів висотою в одиниці кілометрів і вогняних хмар (пірокумулюсів), які стимулювали грози та дощі (див., наприклад, [8]). Подібні вогняні хмари з'являються і при виверженнях потужних вулканів (див., наприклад, [9]).

Вогняні смерчі виникали також під час Другої світової війни при бомбардуванні міст Гамбург (1943 р.), Дрезден (1945 р.), Хіросіма (1945 р.) та Нагасакі (1945 р.) (див., наприклад, [10]).

Як вогняні смерчі, так і терміки, які досягають кілометрових висот, сприяють закиданню на великі висоти аж до стратосфери значних об'ємів продуктів горіння. Це призводить до додаткових екологічних проблем. Наслідки великомасштабних пожеж у Росії влітку 2010 р., які призвели до введення надзвичайного стану в п'яти областях і двох автономних республіках Російської Федерації, такі (див., наприклад, [8]). За даними супутникових спостережень, сумарна площа пожеж досягла 107 тис. км<sup>2</sup>, виділилося близько  $2 \cdot 10^{19}$  Дж теплової енергії (що еквівалентно 400 тис. "хіросім"). Як відомо, енерговиділення бомби, скинутої у 1945 р. на м. Хіросіма, складало близько 12 кт ТНТ або  $5 \cdot 10^{13}$  Дж. Середня потужність горіння лісів під час пожеж 2010 р. змінювалася в межах 1 – 10 ТВт (все людство споживає потужність близько 17 ТВт). Висота полум'я сягала 50 м, часом виникали вогняні смерчі. В процесі пожеж згоріло близько 2 млрд т деревини, до атмосфери було викинуто близько 0.1 млрд т диму, близько 4 млн т сажі, близько 5 млрд т вуглекислого газу, близько 200 млн т чадного газу, а також великі маси інших продуктів горіння [8]. Ці викиди в десятки разів перевищували фонові значення. За даними ШСЗ НАСА США "Тerra" та "Aqua", значна частина продуктів горіння була закинута на висоти до 12 км, тобто в стратосферу. Добре відомо, що подібні продукти не вимиваються

дощами, а тому існують у стратосфері протягом тижнів, місяців і більше. Аерозолі диму та сажі, оксиди сірки та азоту призвели до інших екологічних наслідків у атмосфері та на поверхні Землі [8].

Подібна ситуація в Російській Федерації повторилася і в 2020 р. При цьому ліс вигорів на площі близько 120 тис. км<sup>2</sup>. Виділилося близько  $2.4 \cdot 10^{19}$  Дж теплової енергії при середній потужності близько 4 ТВт. Згоріло близько 2.4 млрд т деревини. До атмосфери викинуто близько 0.1 млрд т диму, близько 7.2 млн т сажі, близько 5.4 млрд т вуглекислого газу, близько 240 млн т чадного газу, близько 100 млн т вуглеводнів, а також від одиниць до десятків тон інших продуктів горіння.

Лісові пожежі в Україні в 2020 р. призвели до значно менших наслідків. Постраждав ліс на території близько 230 км<sup>2</sup>. Маса деревини, яка вигоріла, склала близько 2.3 млн т. Тепловий ефект не перевищував  $2.3 \cdot 10^{16}$  Дж. Емісія продуктів горіння була наступна: диму – близько 0.1 млн т, сажі – близько 7 тис. т, вуглекислого газу – близько 5 млн т, чадного газу – близько 2 тис. т і близько 0.1 млн т вуглеводнів.

Отримані вище співвідношення для швидкості, характерного часу та максимальної висоти підйому терміка дозволяють оцінити ці параметри для лісових пожеж. Результати оцінок такі: продукти горіння піднімалися разом з терміком з характерною швидкістю  $\sim 10$  м/с за час  $\sim 1-10^3$  с до висоти  $\sim 10-1000$  м для радіуса пожежі 10–1000 м відповідно.

#### 5.4. Генерація хвильових збурень

Підйом терміку супроводжується генерацією широкосмугового акустичного випромінювання. Про це свідчать спостереження авторів [11–14]. Механізми



генерації акустичного випромінювання вивчені недостатньо. В цілому спектр коливань схожий на спектр шумоподібного процесу [11–14]. Але в ньому повинні бути й виділені спектральні складові. Перш за все, до них відносяться власні частоти атмосфери, тобто частота Брента–Вайсяля  $N$  та частота акустичного відсічення  $N_a$ :

$$N = \sqrt{\frac{g}{H} \left( \frac{\gamma - 1}{\gamma} - \frac{H}{H_T} \right)},$$

$$N_a = \sqrt{\frac{\gamma g}{4H} \left( 1 - \frac{H}{H_T} \right)},$$

де  $H$  – висота однорідної атмосфери,  $H_T = -Tdz/dT$  – масштаб зміни температури атмосфери,  $\gamma$  – показник адіабати. При  $H \approx 8$  км,  $dT/dz \approx -6$  К/км маємо  $H_T \approx 50$  км,  $N \approx 1.2 \cdot 10^{-2}$  с<sup>-1</sup> та  $N_a \approx 1.9 \cdot 10^{-2}$  с<sup>-1</sup>. Частотам  $N$  та  $N_a$  відповідають періоди коливань біля 520 та 330 с.

Крім періодів коливань  $2\pi/N$  та  $2\pi/N_a$ , слід очікувати появи в спектрі також складових, викликаних обтіканням вітром поверхні терміка. Зрив вихорів настає при числі Струхала  $St \approx 4.76$  [11, 12, 14]. Звідси період коливань

$$T_s \approx \frac{2R}{w} St.$$

При типових значеннях радіуса пожежі та вітру при пожежі  $R = 10 - 10^3$  м та  $w = 5 - 20$  м/с маємо  $T_s \approx 5 - 2000$  с. При великих розмірах пожежі  $T_s$  перевищує 300 с. Це означає, що пожежами генеруються внутрішні гравітаційні хвилі (див., наприклад, [7]).

Турбулентність у терміку генерує широкопугове акустичне випромінювання. Найбільший період коливань  $T_l$  визначається зовнішнім масштабом турбулентності  $L$ , який не перевищує 0.1 – 1 км. При цьому

$$T_l = \frac{L}{v_c}.$$

Якщо  $v_c \approx 1 - 50$  м/с, то  $T_l \approx 10^3 - 2$  с відповідно.

У цілому в енергію хвильових процесів перетворюється частка енергії джерела тепла  $\eta \approx 0.3\%$  [11–14]. Ця оцінка, що отримана експериментально, справедлива для широкопугового процесу генерації. При енергії всіх пожеж в Росії влітку 2020 р.  $E \approx 2.4 \cdot 10^{19}$  Дж акустична енергія  $E_a \approx 7 \cdot 10^{16}$  Дж, що еквівалентно енергії 15 Мт ТНТ. При середній енергії однієї пожежі  $4 \cdot 10^{16}$  Дж маємо  $E_a \approx 10^{14}$  Дж.

## 6. Основні результати

1. Для циліндричної моделі терміка, який виникає при безперервному підводі тепла, для випадку помірного та сильного нагріву, отримано розв'язки вихідних рівнянь, що описують часові залежності основних параметрів терміка.

2. Показано, що верхня межа терміка, яка піднімається з поступово наростаючою швидкістю від одиниць до десятків метрів за секунду, досягає висот, порівняних із розміром джерела тепла. Залежно від розмірів джерела тепла, характерний час підйому терміка змінюється від одиниць до багатьох тисяч секунд. Реально цей час за рахунок знесення терміка вітром не перевищує 5–10 хв.

3. На прикладі великомасштабних пожеж в Росії в 2010 р. і 2020 р. обговорюються їх екологічні наслідки, які були дуже значними. Масштаб лісових пожеж в Україні в 2020 р. був істотно меншим.

4. Проаналізовано механізми генерації акустичного широкопугового випромінювання терміками. За оцінками, періоди коливань становлять  $1 - 10^3$  с.

Енергія акустичного випромінювання від великої пожежі  $\sim 10^{14}$  Дж. У той же час енергія акустичного випромінювання від усіх пожеж в Росії в 2020 р. наближалася до  $7 \cdot 10^{16}$  Дж, а в Україні вона була на три порядки меншою.

5. Великомасштабні пожежі зі значним енерговиділенням, які супроводжують генерацію вогняних смерчів і виникнення вогняних хмар, вимагають окремого розгляду.

*Робота фінансувалася в рамках держбюджетної НДР установ МОН України, номер держреєстрації 0119U002538, а також виконана за фінансової підтримки Національного фонду досліджень України, проєкт 2020.02/0015 “Теоретичні та експериментальні дослідження глобальних збурень природного і техногенного походження в системі Земля – атмосфера – іоносфера”.*

## СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Morton B. R., Taylor G., Turner J. S. Turbulent gravitational convection from maintained and instantaneous sources. *Proceedings of the Royal Society of London A: Mathematical, physical and engineering sciences. The Royal Society.* 1956. Vol. 234, no. 1196. Pp. 1–23. doi: <https://doi.org/10.1098/rspa.1956.0011>.
2. Гостинцев Ю. А., Шацких Ю. В. О механизме генерации длинноволновых акустических возмущений в атмосфере всплывающим облаком продуктов взрыва. *Физика горения и взрыва.* 1987. №2. С. 91–97. doi: <https://doi.org/10.1007/BF00748630>.
3. Черногор Л. Ф. Динамика конвективного подъема нагретых образований в атмосфере. *Известия РАН. Физика атмосферы и океана.* 2018. Т. 54, №6. С. 626–634. doi: <https://doi.org/10.1134/S000143381806004X>.
4. Черногор Л. Ф. Динамика конвективного подъема крупномасштабных слабо нагретых атмосферных

образований. *Известия РАН. Физика атмосферы и океана.* 2019. Т. 55, №3. С. 29–35.

doi: <https://doi.org/10.1134/S0001433819020038>.

5. Черногор Л. Ф., Милованов Ю. Б. Всплывание метеороидного термика в атмосфере Земли. *Кинематика и физика небесных тел.* 2018. Т. 34, №4. С. 53–66. doi: <https://doi.org/10.3103/S0884591318040025>.
6. Черногор Л. Ф. Возможность генерации квазипериодических магнитных предвестников землетрясений. *Геомагнетизм и аэрономия.* 2019. Т. 59, № 3. С. 400–408. doi: <https://doi.org/10.1134/S001679321903006X>.
7. Госсард Э. Э., Хук У. Х. Волны в атмосфере. М.: Мир, 1978. 532 с.
8. Черногор Л. Ф. Космос, Земля, человек: актуальные проблемы. 2-е изд., доп. Харьков: ХНУ им. В. Н. Каразина, 2017. 384 с.
9. Черногор Л. Ф. Физика и экология катастроф. Харьков: ХНУ им. В. Н. Каразина, 2012. 556 с.
10. Маршалл В. Основные опасности химических производств. Пер. с англ. М.: Мир, 1989. 672 с.
11. Гостинцев Ю. А., Иванов Е. А., Шацких Ю. В. Инфразвуковые волны в атмосфере при больших пожарах. *ДАН.* 1983. Т. 271, № 2. С. 327–330.
12. Гостинцев Ю. А., Иванов Е. А., Копылов Н. П., Шацких Ю. В. Волновые возмущения атмосферы при больших пожарах. *Физика горения и взрыва.* 1983. Т. 19, № 4. С. 62–64. doi: <https://doi.org/10.1007/BF00783639>.
13. Горение нефти на водной поверхности (крупномасштабный эксперимент) / Ю. А. Гостинцев и др. *Физика горения и взрыва.* 1983. Т. 19, № 4. С. 36–39. doi: <https://doi.org/10.1007/BF00783631>.
14. О механизме генерации инфразвуковых волн в атмосфере большими пожарами / Ю. А. Гостинцев и др. *ДАН.* 1985. Т. 283, № 3. С. 573–576.

## REFERENCES

1. Morton, B. R., Taylor, G., Turner, J. S. (1956). Turbulent gravitational convection from maintained and instantaneous sources. *Proceedings of the Royal Society of London A: Mathematical, physical and engineering sciences. The Royal Society*, 234(1196), 1 – 23. doi: <https://doi.org/10.1098/rspa.1956.0011>.
2. Gostintsev, Yu. A. & Shatskikh, Yu. V. (1987). Mechanism of longwave acoustic perturbation generation in the atmosphere by a floating cloud of explosion products. *Combustion, Explosion and Shock*

- Waves*, 23(2), 203–208.  
doi: <https://doi.org/10.1007/BF00748630>.
3. Chernogor, L. F. (2018). Dynamics of the Convective Rise of Thermals in the Atmosphere. *Izvestiya – Atmospheric and Ocean Physics*, 54(6), 528–535.  
doi: <https://doi.org/10.1134/S000143381806004X>.
  4. Chernogor, L. F. (2019). Dynamics of Convective Upwelling of Large-Scale Weakly Heated Atmospheric Aggregates. *Izvestiya. Atmospheric and Oceanic Physics*, 55(3), 251–256.  
doi: <https://doi.org/10.1134/S0001433819020038>.
  5. Chernogor, L. F. & Mylovanov, Yu. B. (2018). Rise of a Meteoroid Thermal in the Earth's Atmosphere. *Kinematics and Physics of Celestial Bodies*, 34(4), 198–206. doi: <https://doi.org/10.3103/S0884591318040025>.
  6. Chernogor, L. F. (2019). Possible Generation of Quasi-Periodic Magnetic Precursors of Earthquakes. *Geomagnetism and Aeronomy*, 59(3), 374–382.  
doi: <https://doi.org/10.1134/S001679321903006X>.
  7. Gossard, E. E. & Hooke, Y. X. (1975). *Waves in the Atmosphere: Atmospheric Infrasound and Gravity Waves, Their Generation and Propagation (Developments in Atmospheric Science)*. Elsevier Scientific Pub. Co.
  8. Chernogor, L. F. (2017). *Space, the Earth, Mankind: Contemporary Challenges*. Second edition. Kharkiv: V. N. Karazin Kharkiv National University Publ. (in Russian).
  9. Chernogor, L. F. (2012). *Physics and Ecology of Disasters*. Kharkiv: V. N. Karazin Kharkiv National University Publ. [in Russian].
  10. Marshall, V. C. (1987). *Major Chemical Hazards*. Engl. Transl. New York, Chichester, Brisbane, Toronto: Halsted Press.
  11. Gostintsev, Yu. A., Ivanov, E. A., & Shatskikh, Yu. V. (1983). Infrasound and internal waves in atmosphere in time of large fires. *Dokl. Akad. Nauk*, 271(2), 327–330.
  12. Gostintsev, Yu. A., Ivanov, E. A., Kopylov, N. P., & Shatskikh, Yu. V. (1983). Wave disturbances of the atmosphere due to large fires. *Combust., Explos. Shock Waves*, 19(4), 427–429. doi: <https://doi.org/10.1007/BF00783639>.
  13. Gostintsev, Yu. A., Kopylov, N. P., Sukhanov, L. A., Solodovnik, A. F., Lazarev, V. V., Shatskikh, Yu. V., & Motin, M. A., (1983). Burning of petroleum on the surface of water (large-scale experiment), *Combust., Explos. Shock Waves*, 19(4), 401–404.
  14. Gostintsev, Yu. A., Ivanov, E. A., Anisimov, S. V., Pedanov, M. V., Kulichkov, S. N., Mordukhovich, M. I., Kopylov, N. P., Shatskikh, Yu. V., & Rusakov, N. N., (1985). On the mechanism of infrasound wave generation in the atmosphere by large fires. *Dokl. Akad. Nauk*, 283(3), 573–576.

## Dynamics of the Thermal Uplifting in the Atmosphere under a Continuous Supply of Heat: Practical Application Examples

L. F. Chernogor

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

The author has earlier considered the dynamics of an isolated thermic arising from an instant heat release. The rigorous analytical, as well as simplified, solutions describing the dynamics of the uplifting of a spherical thermic have been obtained. Such a thermic appears during a short-term release of heat, e.g., during an explosion. The uplifting of a meteoroid thermic has also been studied. The theory of the thermic has found applications in the magnetic precursors of earthquakes. At the same time, the heat can be supplied during many hours or even days when big forest fires occur, peat fires burn, volcano eruptions occur for a long time, and during the release of heat before earthquakes. The dynamics of the uplifting of a thermal under these circumstances is considerably different from an instantaneous energy release. Employing the cylindrical model of a thermal, the dynamics of the thermic has been studied in the case of the continuous supply of heat. Within the model, the analytical solutions to the set of equations governing the temporal dependences of the velocity of a parcel of the heated air and the position of the upper bound of the thermic, as well as the excess temperature in the heated parcel have been obtained. The upper thermal boundary speed and location has been shown to increase with uplifting, while the excess temperature to gradually decrease. The numerical estimation has been performed for characteristic situations. The ecological consequences of large-scale fires, as well as the mechanisms for generating atmospheric gravity waves (AGWs) by the thermals, are discussed. The physics-based mechanisms for generating acoustic wide-band emissions by the thermals have been analyzed; the wave periods have been estimated to be  $1-10^3$  s. The energy of acoustic emissions from a big fire has been estimated to be approximately  $10^{14}$  J. At the same time, the energy of acoustic emissions from all fires that occurred in the Russian Federation in 2020 amounts to  $7 \cdot 10^{16}$  J, while in Ukraine it is three orders of magnitude lower.

**Key words:** thermal, temporal dependence, speed of motion, thermal upper boundary, excess temperature, generation of acoustic and atmospheric gravity waves, ecological consequences of fires.

### **Динамика подъема термик в атмосфере при непрерывном подводе тепла: примеры практического применения**

**Л. Ф. Черногор**

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

Ранее автором была рассмотрена динамика изолированного термика, сгенерированного при мгновенном выделении тепла. Получены аналитические точные, а также приближенные решения, описывающие динамику подъема термика сферической формы. Такие термики возникают при кратковременном выделении тепла, например, при взрыве. Также изучено всплывание метеороидного термика. Теория термика нашла применения в механизме магнитного предвестника землетрясений. В то же время при крупных лесных пожарах, горениях торфяников, растянутых во времени извержениях вулканов, при подготовке землетрясений, которые сопровождается тепловым предвестником, подвод тепла происходит в течение многих часов и даже многих суток. Динамика подъема термика при этом существенно отличается от случая мгновенного выделения энергии. Используя цилиндрическую модель термика в атмосфере, изучена его динамика при непрерывном подводе тепла. В рамках модели получены аналитические решения исходных уравнений, описывающих временные зависимости скорости движения массы нагретого воздуха и положения верхней границы термика, а также избытка температуры в нагретом образовании. Показано, что по мере подъема верхней границы термика его скорость и высота увеличиваются, а избыток температуры постепенно уменьшается. Выполнены численные оценки для характерных ситуаций. Обсуждаются экологические последствия крупномасштабных пожаров, а также механизмы генерации термиком акустико-гравитационных волн. Проанализированы физические механизмы генерации акустического широкополосного излучения термиками. Периоды волн составляют  $1 - 10^3$  с. Энергия акустического излучения от крупного пожара около  $10^{14}$  Дж. В то же время энергия акустического

излучения от всех пожаров в России в 2020 г. приближалась к  $7 \cdot 10^{16}$  Дж, а в Украине она была на три порядка меньше.

**Ключевые слова:** термик, временные зависимости, скорость движения, высота верхней границы термика, избыток температуры, генерация акустико-гравитационных волн, экологические последствия пожаров.

*Стаття надійшла до редакції 06.01.2021*