

УДК 614.841:536.46

*О.В. Кириченко***МАТЕМАТИЧНЕ МОДЕЛЮВАННЯ ПРОЦЕСУ НАГРІВУ МЕТАЛЕВИХ КОРПУСІВ ПІРОТЕХНІЧНИХ ВИРОБІВ В УМОВАХ ПОСТРІЛУ ТА ПОЛЬОТУ**

Представлено результати розрахунків розподілів теплового потоку з прикордонного шару у виріб вздовж його поверхні залежно від швидкості обдуву потоком повітря та режимів обтікання. Розроблено нелінійні математичні моделі нагріву поверхні металевих обтічників піротехнічних виробів зовнішнім надзвуковим потоком повітря, обдуву яким вони піддаються в умовах пострілу та польоту.

*Ключові слова:* піротехнічні вироби, нітратно-металеві суміші, зовнішні термодії.

*О. Kyrychenko***MATHEMATICAL MODELING OF THE PROCESS OF HEATING OF METAL CASINGS OF PYROTECHNICAL PRODUCTS UNDER SHOT AND FLIGHT CONDITIONS**

Results of the calculations of the distribution of heat flows traveling from the boundary layer to the item along its surface depending on blow velocity with air and streamline regimes are submitted. A number of non-linear mathematical models for heating of the surfaces of the metal flowing-about devices of some pyrotechnical items with an external supersonic airflow with that they are blown about under shot and flight conditions have been worked out.

*Keywords:* pyrotechnical products, metal nitrate mixtures, external thermal effects.

В теперішній час в народному господарстві та військовій техніці широко застосовуються піротехнічні вироби різного призначення (освітлювальні та трасуючі засоби, піротехнічні ПЧ-випромінювачі, елементи ракетно-космічної техніки тощо) на основі трьохкомпонентних механічно ущільнених сумішей порошків металів (магнію, алюмінію, цирконію та ін.), нітратів лужних та лужноземельних металів (нітратів натрію, барію, стронцію та ін.), а також добавок органічних речовин (парафіну, стеарину, нафталіну, антрацену), які забезпечують технологічність та безпеку виготовлення їх зарядів і спеціальні ефекти – кольорово-полум'яні, каталізатори або інгібітори горіння тощо [1 – 8]. В умовах пострілу та польоту вказаних виробів їх металеві корпуси піддаються інтенсивному нагріву зовнішнім надзвуковим потоком повітря (табл. 1).

В результаті відбувається істотний нагрів найбільш реакційноздатних до підвищених температур зарядів сумішей (рис. 1), що призводить до їх передчасного локального займання під герметичними корпусами виробів та подальшого розвитку процесу горіння в умовах підвищених температур нагріву і зовнішніх тисків (рис. 2). При цьому в одних випадках вироби нагріваються без руйнувань, а в інших – відбуваються їх руйнування з утворенням різних небезпечних чинників пожежі (полум'я або високотемпературний струмінь продуктів згоряння, дисперговані продукти (уламки металевих корпусів, розігріті частини основних зарядів виробів, іскри тощо) (рис. 3).

Таблиця 1 – Змінення значень температур плоских поверхонь виробів ( $T_{cm}$ , К) залежно від швидкості обдуву повітряним потоком ( $V$ , м/с) та режиму обтікання (за даними продувок тіл різної геометричної форми в аеродинамічних трубах [9 – 11])

$V, 10^2 \text{ м/с}$	Змінення значень температур плоских поверхонь виробів для різних швидкостей обдуву повітряним потоком $T_{cm}$ , К	
	Ламінарний режим	Турбулентний режим
5	540	620
6,5	730	840
10	820	950
14	1040	1170
17	1320	1480
20	1650	1850

На стадії проектування та розробки виробів необхідно вміти прогнозувати допустимі режими їх нагріву в умовах інтенсивних термодій, перевищення яких призводить до займання зарядів піротехнічних виробів під їхніми металевими корпусами, прискорення процесу їх горіння за підвищених температурах нагріву та зовнішніх тисків, а також до передчасного спрацьовування заряду суміші. На теперішній час цю задачу ще не вирішено. Тому **метою** даної роботи є математичне моделювання теплового впливу зовнішнього надзвукового потоку повітря на півсферичний обтічник металевого корпусу виробу, який найбільш сильно піддається нагріву в результаті лобового обтікання виробу, та розрахунок розподілів температури по його товщині для різних швидкостей потоку і режимів обтікання.

**Результати досліджень та їх аналіз**

Термогазодинамічні процеси на зовнішній поверхні металевого обтічника та математичне моделювання його нагріву при заданому тепловому потоці з прикордонного шару  $q_w$ . Для оцінки зовнішніх термодій у вказаних умовах необхідно вміти розраховувати розподіл теплового потоку з прикордонного шару вздовж розглядуваної поверхні обтічника, що обдувається, а також оцінювати максимальне теплове навантаження по його глибині залежно від динамічних режимів експлуатації (швидкості повітряного потоку, часу впливу, режиму обтікання тощо).

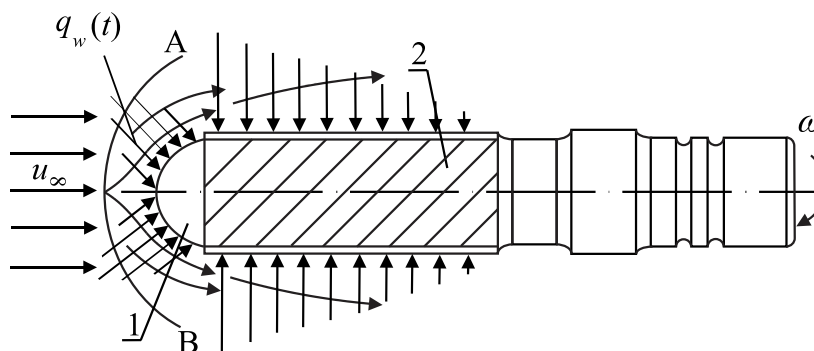


Рисунок 1 — Схематичне зображення надзвукового обдуву потоком повітря піротехнічних виробів в умовах пострілу та польоту: АВ – фронт ударної хвилі; 1 – металевий обтічник; 3 – заряд суміші;  $u_\infty$  – швидкість повітряного потоку ( $u_\infty = 7 \cdot 10^2 \dots 2 \cdot 10^3$  м/с);  $\omega$  – кутова швидкість вісесиметричного обертання виробу ( $\omega = 5 \cdot 10^2 \dots 10^3$  рад/с);  $q_w$  – тепловий потік, який поступає на поверхню металевого обтічника з прикордонного шару при гальмуванні надзвукового газового потоку, Вт/м<sup>2</sup>.

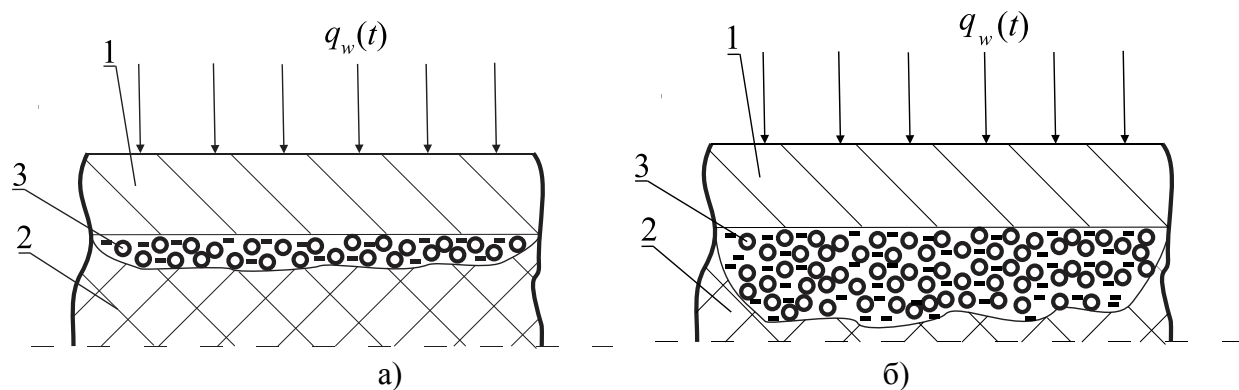


Рисунок — 2. Динаміка стану фрагменту поверхні металевого корпусу виробу в умовах займання та розвитку процесу горіння заряду суміші в замкненому об'ємі з наростанням процесів плавлення та газифікації окислювача, займання та горіння частинок металів з утворенням активних газоподібних продуктів: а) – початок процесів термічного розкладання окислювача та окислювання частинок металів; б) – розвиток процесу горіння суміші зі збільшенням температури нагріву та тиску навколишнього середовища; 1 – фрагмент металевого корпусу, який піддається зовнішньому нагріву; 2 – заряд суміші; 3 – частинки металу, що горять + продукти газифікації окислювача.

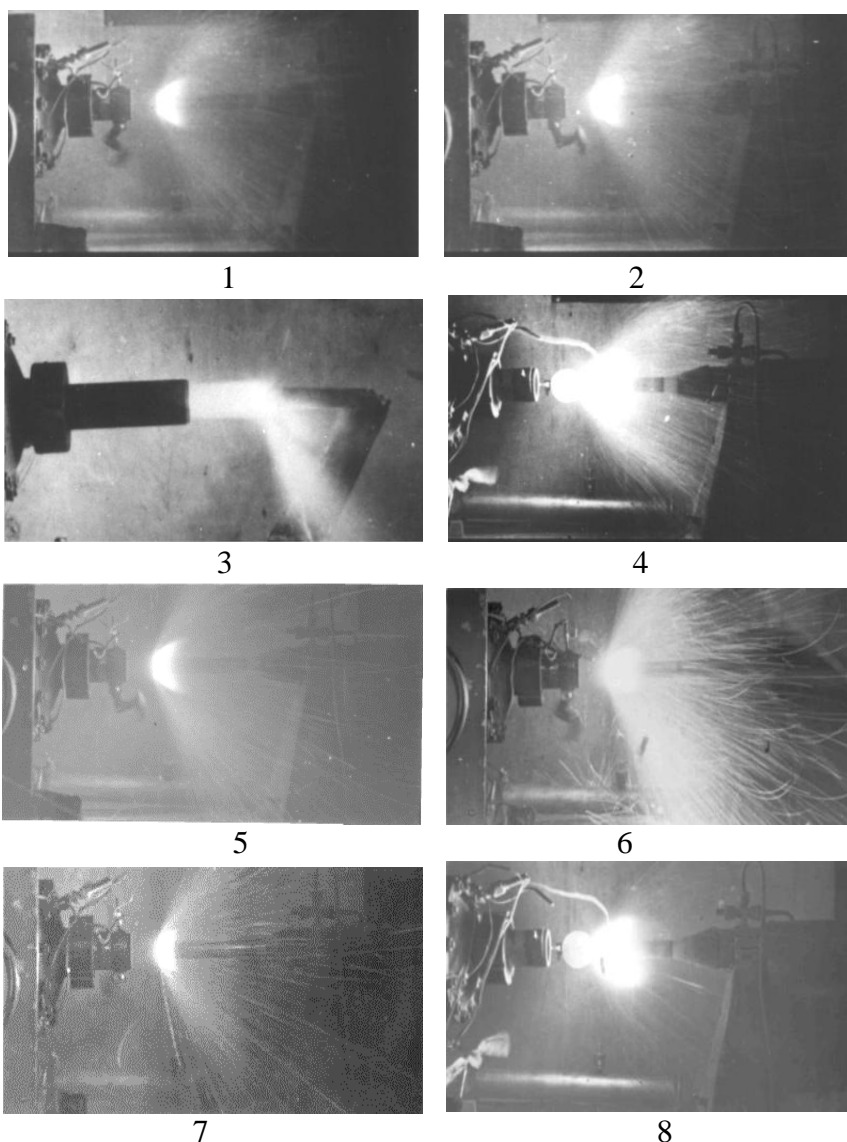


Рисунок 3 — Кінокадри зйомки загальної картини передчасного спрацьовування зарядів сумішей при руйнуванні піротехнічних виробів, отримані на установці [8, 12], яка моделює їх поведінку в умовах пострілу і польоту (зйомка проводилася за допомогою кінокамери “Конвас-автомат” зі швидкістю 30 кадр/с [5, 13]): суміш Zr + NaNO<sub>3</sub> + парафін –  $u_{\infty} = 8 \cdot 10^2$  м/с (1),  $9 \cdot 10^2$  м/с (5); суміш Al + NaNO<sub>3</sub> + антрацен –  $u_{\infty} = 1,5 \cdot 10^3$  м/с (3),  $2 \cdot 10^3$  м/с (4),  $1,8 \cdot 10^3$  м/с (8); суміш Mg + NaNO<sub>3</sub> + нафталін –  $u_{\infty} = 1,2 \cdot 10^3$  м/с (2),  $1,1 \cdot 10^3$  м/с (6),  $1,4 \cdot 10^3$  м/с (7).

Проведені випробування на установці, що моделює аеродинамічний нагрів різних піротехнічних виробів [5, 12], показує, що для розглядуваних швидкостей обдуву виробів та їх розмірів [2 – 5] у більшості випадків спостерігається турбулентний режим обтікання, тобто критерій Рейнольдса стає  $Re > 10^5$  ( $Re = \frac{u_{\infty} \cdot D}{\nu_{\infty}}$ , де  $D$  – діаметр виробу ( $D = 2R_w, R_w$  – радіус обтічника);  $u_{\infty}, \nu_{\infty}$  – швидкість і коефіцієнт кінематичної в'язкості набігаючого газового потоку відповідно).

Нині відсутня закінчена теорія турбулентного теплообміну, тому замість розв'язання класичної контактної задачі аеродинамічного нагрівання розглядуваних виробів використовується напівемпіричний підхід, похибка якого, як показують існуючі застосування цього підходу [9, 10], лежить у межах 15...20 %. На першому етапі розв'язується зовнішня газодинамічна задача обтікання на базі експериментальних даних продувки тіл різної геометричної форми (плоскі й вісесиметричні тіла) в аеродинамічних трубах та знаходиться тепловий потік  $q_w$  з прикордонного шару, що залежить від швидкості повітряного потоку та режиму обтікання (ламінальний, турбулентний) і змінюється уздовж обтічної поверхні. На другому етапі розв'язується внутрішня задача нагрівання півсферичного обтічника радіусом  $R_w$  при заданому зовнішньому тепловому потоці  $q_w$  (рис. 4).

Тепловий потік з прикордонного шару на поверхню обтічника. Газодинамічну задачу (рис. 4) будемо розглядати як квазістаціонарну, що справедливо для більшості практичних випадків, за винятком імпульсних режимів [9, 10]. Це обумовлено тим, що об'ємна теплоємність газового потоку ( $C_{V2}$ ) мала порівняно з об'ємною теплоємністю матеріалу обтічника ( $C_{Vo}$ ), тобто  $C_{V2}/C_{Vo} \ll 1$  [5]. Припускаючи також, що газовий потік є нестисливим (справедливо для  $V < 2 \cdot 10^3 \dots 3 \cdot 10^3$  м/с [11]), для теплового потоку  $q_w = q_{w0} = const$  з прикордонного шару (нульові кути атаки й ковзання) маємо такий вираз [9, 10]:

$$q_{w0} = \frac{f(Pr)}{\left(\frac{\rho_{\delta} \cdot u_{\delta} \cdot x}{\mu_{\delta}}\right)^{1/5}} \cdot \rho_{\delta} \cdot u_{\delta} \cdot C_p \cdot (T_r - T_w), \quad (1)$$

де  $f(Pr)$  – задана функція числа Прандтля  $Pr$ , що залежить від геометричної форми тіла й режиму обтікання ( $Pr = C_p \cdot \mu / \lambda_{\delta}$ );  $\rho, u, \mu, C_p, \lambda_{\delta}$  – відповідно густина, швидкість уздовж координати  $x$ , коефіцієнт динамічної в'язкості, теплоємність і коефіцієнт теплопровідності газового потоку;  $T_w$  – температура поверхні обтічника; індекс “ $\delta$ ” – умови на зовнішній межі прикордонного шару;  $T_r$  – температура відновлення у прикордонному шарі, яка являє собою температуру повітря в безпосередній близькості до поверхні тіла і визначається за такою емпіричною формулою [10, 11]:

$$T_r = T_{\delta} \left(1 + 0,2 \cdot \bar{r} \cdot M^2\right), \quad (2)$$

де  $\bar{r}$  – коефіцієнт відновлення, що характеризує частку кінетичної енергії зовнішнього потоку повітря, яка переходить у тепломісткість при повному гальмуванні потоку (для ламінарного режиму обтікання звичайно приймають  $\bar{r} = 0,85$ , а для турбулентного режиму –  $\bar{r} = 0,88...0,90$ );  $M$  – число Маха

( $M = \frac{u_\infty}{u_*}$ , де  $u_*$  – швидкість розповсюдження звуку в повітрі). Далі передбачається, що для

зон, близьких до критичної точки залишається справедливою рівність  $u_\delta = \beta x$ , де  $\beta$  – функція тільки числа  $u_\infty$  незбуреного потоку перед ударною хвилею (для ламінарного режиму зазначене співвідношення отримане шляхом вимірювання тиску й розрахунку швидкостей). Підстановка рівності  $u_\delta = \beta x$  у (1) дає

$$q_w = f(Pr) \cdot \beta^{4/5} \cdot \mu_\delta \cdot x^{3/5} \cdot C_p \cdot (T_r - T_w) \quad (3)$$

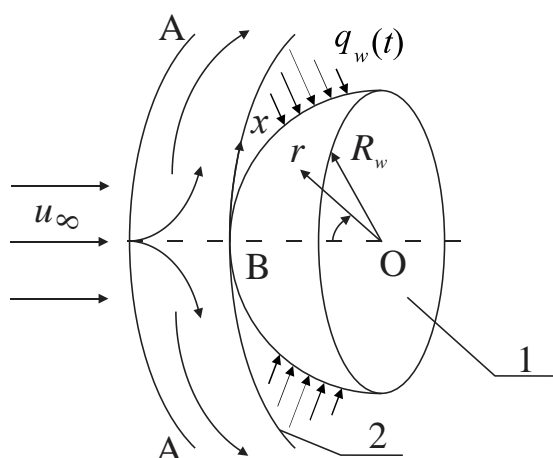


Рисунок — 4. Схема нагріву півсферичного обтічника: 1 – металевий обтічник; B – передня критична точка (швидкість потоку рівна нулю); 2 – зовнішня межа прикордонного шару товщиною  $\delta$ ;  $r$ ,  $\theta$  – сферичні координати;  $R_w$  – радіус обтічника; індекс “ $\infty$ ” – значення параметрів у набігаючому повітряному потоці.

Підставляючи у (3) відомі газодинамічні співвідношення [9, 11], одержуємо такий вираз для теплового потоку у випадку турбулентного режиму обтікання:

$$q_{w0} = \frac{0,00042}{Pr^{2/3}} \cdot \left( \frac{\beta \cdot R_w}{u_\infty} \right)^{4/5} \cdot \left( \frac{v_\infty}{u_\infty \cdot x_0} \right)^{1/5} \cdot \left( \frac{\rho_\delta}{\rho_\infty} \right)^{4/5} \cdot \left( \frac{\mu_\delta}{\mu_\infty} \right)^{1/5} \cdot \rho_\infty \cdot u_\infty \cdot C_p \cdot (T_r - T_w) \cdot \sin^3 \theta \quad (4)$$

Аналогічно для ламінарного режиму обтікання півсфери тепловий потік можна подати у вигляді

$$q_{w0} = \frac{0,0083}{Pr^{2/3}} \cdot \left( \frac{\beta \cdot R_w}{u_\infty} \right)^{1/2} \cdot \left( \frac{v_\infty}{u_\infty \cdot x_0} \right)^{1/2} \cdot \left( \frac{\rho_\delta}{\rho_\infty} \right)^{1/2} \cdot \left( \frac{\mu_\delta}{\mu_\infty} \right)^{1/2} \cdot \rho_\infty \cdot u_\infty \cdot C_p \cdot (T_r - T_w) \quad (5)$$

У формулах (4) і (5) вираз для  $\beta$  має вигляд:

$$\beta = \frac{u_\infty}{2 \cdot R_w} \cdot \left( \frac{8 \cdot \kappa_\infty - 1}{\kappa_\infty + 1} M^2 + 2 \cdot \left[ 1 + \frac{\gamma_\infty - 1}{2} \cdot \frac{\kappa_\infty - 1}{2 \cdot \gamma_\infty \cdot M^2 - \kappa_\infty - 1} \right]^{\frac{1}{\gamma_\infty - 1}} \right)^{1/2} \quad (6)$$

Співвідношення  $\frac{\rho_\delta}{\rho_\infty}$  й  $\frac{\mu_\delta}{\mu_\infty}$  визначаються розрахунком тиску за методом Ньютона й адіабатичного розширення від критичної точки уздовж поверхні обтічника (у напрямку  $x$ ) [10,11]:

$$\frac{\rho_\delta}{\rho_\infty} = 6,35 \cdot \left( 1 - \frac{1}{7 \cdot M^2} \right)^{-2,5} \cdot \left( 1 + \frac{5}{M^2} \right)^{-1} \cdot \bar{P}^{-5/2}, \quad (7)$$

$$\frac{\mu_\delta}{\mu_\infty} = 0,447 \cdot M \cdot \left( 1 + \frac{5}{M^2} \right)^{-1/2} \cdot \frac{1 + S/T_\infty}{1 + S/T_T} \cdot \bar{P}^{-3/14}, \quad (8)$$

де  $S$  – стала Сатерленда ( $S = 110,4$  К);  $\bar{P}$  – відношення тиску на зовнішній межі примежового шару  $P_\delta$  до тиску гальмування  $P_T$ ;  $T_T$  – температура гальмування. У роботі [10] на базі порівняння експериментальних даних отримана досить точна (відносна похибка 3...5 %) формула для визначення розподілу тиску в напрямку  $\theta$ :

$$\bar{P} = 1 - (525 - 1,85 \cdot \bar{k}_0) \sin^2 \theta + (4,487 - 1,323 \cdot \bar{k}_0) \sin^4 \theta, \quad (9)$$

де  $\bar{k}_0$  – ущільнення повітря за прямим стрибком:

$$\bar{k}_0 = \frac{\gamma_\infty - 1}{\gamma_\infty + 1} + \frac{2}{\kappa_\infty + 1} M^2. \quad (10)$$

Тиск у точці гальмування визначається за формулою [9, 10]:

$$P_T = P_\infty \cdot M^2 \cdot \frac{\gamma_\infty - 1}{2} \cdot \left[ \frac{\kappa_\infty - 1}{4 \cdot \gamma_\infty \cdot M^2 - 2 \cdot \kappa_\infty - 1} \right]^{\frac{1}{\gamma_\infty - 1}}. \quad (11)$$

Температура гальмування має вигляд:

$$T_T = T_\infty \cdot \left( 1 + \frac{\gamma_\infty - 1}{2} \cdot M^2 \right). \quad (12)$$

При розрахунках число  $Pr_\delta$  для повітря можна вважати постійним і рівним 0,71, оскільки воно мало залежить від температури. Питому теплоємність повітря  $C_p$  для випадку течії ідеального газу також можна вважати постійною величиною, що дорівнює  $C_p = 10^3$  Дж/кг·К.

За отриманими формулами (4), (5) з використанням спеціального програмного забезпечення Mathcad. 11 [14, 15] були проведені розрахунки розподілів теплового потоку  $q_{w0}$  уздовж поверхні обтічника залежно від різних умов польоту виробів (рис. 5, 6).

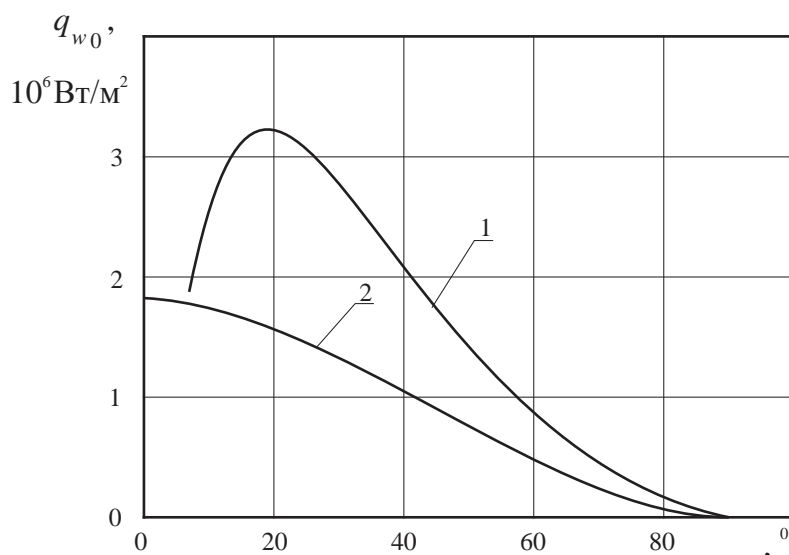


Рисунок 5 — Розподіл теплового потоку  $q_{w0}$  уздовж поверхні обтічника при його надзвуковому обдуві потоком повітря ( $T_0 = 300$  К;  $R_w = 10^{-2}$  м;  $u_\infty = 2 \cdot 10^3$  м/с): 1 – турбулентний режим обтікання; 2 – ламінарний режим обтікання.

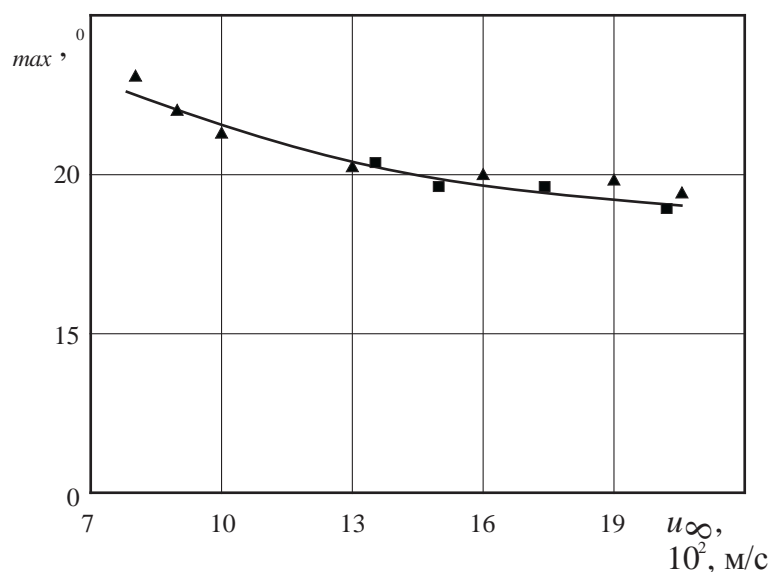


Рисунок 6 — Залежність  $\theta_{max}$  від  $u_\infty$  для різних надзвукових режимів обтікання ( $T_0 = 300$  К;  $R_w = 10^{-2}$  м; турбулентний режим обтікання):  $\blacktriangle$ ,  $\blacksquare$  – результати лабораторних та натурних випробувань відповідно [8, 12].

З результатів розрахунків, поданих на рис. 5, 6, випливає, що місця розташування максимальних значень теплового потоку  $q_{w0_{max}}$  на поверхні обтічника істотно залежать від режиму обтікання: для ламінарного режиму обтікання значення  $q_{w0_{max}}$  знаходяться поблизу передньої критичної точки ( $\theta = 0^\circ$ ) обтічника; для турбулентного режиму обтікання значення  $q_{w0_{max}}$  уже зміщаються від  $\theta = 0^\circ$  до  $\theta_{max}$ . При цьому зі збільшенням швидкості обдуву потоком повітря від  $u_\infty = 7 \cdot 10^2$  м/с до  $u_\infty = 2 \cdot 10^3$  м/с значення  $q_{w0_{max}}$  зростають від  $0,3 \cdot 10^6$  Вт/м<sup>2</sup> до  $2,3 \cdot 10^6$  Вт/м<sup>2</sup> (турбулентний режим обтікання) і від  $0,2 \cdot 10^6$

Вт/м<sup>2</sup> до 1,3·10<sup>6</sup> Вт/м<sup>2</sup> (ламінальний режим обтікання). Щодо значень  $\theta_{max}$ , то для ламінального режиму обтікання  $\theta_{max} = 0$  незалежно від  $u_{\infty}$ . При турбулентному режимі обтікання для дослідженого діапазону зміни  $u_{\infty} = 7 \cdot 10^{-2} \dots 2 \cdot 10^3$  м/с значення  $\theta_{max}$  лежать у межах 18...22°, тобто  $\theta_{max}$  практично не змінюється, що повністю відповідає отриманим експериментальним значенням.

Математичне моделювання нагріву півсферичного обтічника в зонах максимальних зовнішніх термовпливів. Як показують результати експериментальних досліджень [5, 6, 8] руйнування обтічників піротехнічних виробів відбувається на ділянках їх поверхонь, де тепловий потік з прикордонного шару  $q_{w0}$  має максимальне значення  $q_{w0}^{max}$ , тобто в зонах максимальних зовнішніх термовпливів. Тому, в першу чергу, важливо вміти прогнозувати значення температури  $T_n$  на внутрішній поверхні обтічника, що контактує з поверхнею заряду суміші, під вказаними зонами. Враховуючи також, що довжина ділянок поверхонь обтічників, що піддаються максимальним зовнішнім термовпливам, мають малу кривизну ( $\Delta\theta_{max} \approx 4^\circ$ , див. рис. 6), їх можна розглядати як плоскі шари товщиною  $R_w$  (відносна похибка при заміні дуги хордою, що її стягує, при центральному куті  $\Delta\theta_{max} = 4^\circ$  та радіусі  $R_w$  складає менше 1 % [5]), що контактують з елементами заряду суміші. Таким чином розглядається плоский шар товщиною  $R_w$  зі сталі 12X18H10T [5, 8]. При цьому на основі існуючих експериментальних даних [5, 8] враховуються температурні залежності теплофізичних властивостей матеріалу обтічника (відносна похибка 5...8 %):

$$C_V \overline{\epsilon} = C_{V0} \cdot T^\nu, \quad \lambda \overline{\epsilon} = \lambda_0 \cdot T^\nu, \quad (13)$$

де  $C_V \overline{\epsilon}$ ,  $\lambda \overline{\epsilon}$  – об'ємна теплоємність та коефіцієнт теплопровідності відповідно;  $C_{V0}$ ,  $\lambda_0$ ,  $\nu$  – емпіричні константи.

Для використовуваних на практиці значень  $R_w = 10^{-2} \dots 3 \cdot 10^{-2}$  м виконуються наступна

умова:  $\delta = 2 \cdot \sqrt[2]{\frac{a_0^2}{C_{V0}} \cdot \tau} \sim R_w$ , де  $\delta$  – глибина проникнення теплової хвилі по товщині шару;

$a_0^2 = \frac{\lambda_0}{C_{V0}}$  – коефіцієнт теплопровідності матеріалу оболонки;  $\tau$  – час теплової дії. Отже,

глибина проникнення теплової хвилі співмірна з товщиною шару. Тому необхідно враховувати умову теплообміну на межі розділу шару та заряду суміші. При цьому враховуючи, що теплопровідність піротехнічних сумішей більше, ніж на порядок менше теплопровідності сталі 12X18H10T [5, 8], за вказану умову можна в першому наближенні прийняти умову адіабатичності. У припущенні рівномірності зовнішніх термодій на розглядуваних ділянках обтічника та відсутності тепловтрат за рахунок випромінювання (радіаційний тепловий потік складає не більше 3...4 % від  $q_{w0}^{max}$  [5, 8]), рівняння математичної моделі нагрівання розглядуваного шару мають вигляд [16, 17]:

$$C_V \overline{\epsilon} \overline{\epsilon} \cdot \frac{\partial T \overline{\epsilon}, t}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left[ \lambda \overline{\epsilon} \overline{\epsilon} \cdot \frac{\partial T \overline{\epsilon}, t}{\partial r} \right], \quad t > 0, \quad 0 < r < R_w, \quad (14)$$

$$T \overline{\epsilon}, t \Big|_{t=0} = T_0, \quad (15)$$

$$-\lambda \overline{\epsilon} \overline{\epsilon} \cdot \frac{\partial T \overline{\epsilon}, t}{\partial r} \Big|_{r=0} = q_{w0}^{max}, \quad (16)$$



$$\lambda \left( \frac{\partial T(r, t)}{\partial r} \right)_{r=R_w} = 0, \quad (17)$$

Використовуючи заміну змінних

$$\theta(r, t) = T(r, t)^{\nu+1} - T_0^{\nu+1}, \quad (18)$$

отримуємо наступну лінеаризовану систему диференціальних рівнянь 2-го порядку:

$$\frac{\partial \theta(r, t)}{\partial t} = a_0^2 \cdot \frac{\partial^2 \theta(r, t)}{\partial r^2}, \quad (19)$$

$$\theta(r, t)_{t=0} = 0, \quad (20)$$

$$-\left. \frac{\partial \theta(r, t)}{\partial z} \right|_{z=R_w} = \bar{q}_{w0}, \quad (21)$$

$$\left. \frac{\partial \theta(r, t)}{\partial r} \right|_{r=0} = 0, \quad (22)$$

$$\text{де } \bar{q}_{w0} = \frac{\nu+1}{\lambda_0} \cdot \theta_{w0 \max}, \quad (23)$$

Використовуючи пряме та зворотне косинус-перетворення Фур'є [16, 17], отримуємо наступний розв'язок системи рівнянь (19) – (22):

$$\theta(r, t) = \theta_{w0 \max} \cdot \left[ \frac{a_0^2 \cdot t}{R_w} + 2R_w \cdot \sum_{n=1}^{\infty} \left( \frac{r}{R_w} \right)^n \cdot \frac{\cos \frac{\pi \cdot n \cdot r}{R_w}}{\pi^2 \cdot n^2} + \right. \\ \left. + 2R_w \cdot \sum_{n=1}^{\infty} \left( \frac{r}{R_w} \right)^{n+1} \cdot \frac{\cos \frac{\pi \cdot n \cdot r}{R_w}}{\pi^2 \cdot n^2} \cdot e^{-\left( \frac{\pi \cdot a_0 \cdot n}{R_w} \right)^2 \cdot t} \right]. \quad (24)$$

Враховуючи (18), отримуємо остаточний розв'язок вихідної задачі:

$$T(r, t) = \left\{ T_0^{\nu+1} + \frac{\theta_{w0 \max}}{\lambda_0} \cdot \left[ \frac{a_0^2 \cdot t}{R_w} + \frac{3z^2 - R_w^2}{6R_w} + \frac{2R_w}{\pi^2} \cdot \sum_{n=1}^{\infty} \left( \frac{r}{R_w} \right)^{n+1} \cdot \frac{\cos \frac{\pi \cdot n \cdot r}{R_w}}{n^2} \cdot e^{-\left( \frac{\pi \cdot a_0 \cdot n}{R_w} \right)^2 \cdot t} \right] \right\}^{\frac{1}{\nu+1}}. \quad (25)$$

Визначення можливих пожежовибухонебезпечних руйнувань металевих обтічників виробів в результаті передчасного спрацьовування зарядів піротехнічних сумішей. В якості пожежовибухонебезпечних термодій на поверхню виробів на основі піротехнічних сумішей в умовах пострілу та польоту приймаються дії, що мають гранично допустимі значення параметрів (значення швидкостей зустрічного надзвукового обдуву потоком повітря ( $u_{\infty j}^*$ ,  $j = 1, 2, 3, \dots$ ) та часів його теплового впливу ( $\tau_j^*$ ,  $j = 1, 2, 3, \dots$ ), значення критерію Рейнольдса ( $Re^*$ , при  $Re > Re^*$  – режим обтікання турбулентний, а при  $Re < Re^*$  – ламінарний)), при яких температури внутрішніх поверхонь металевих обтічників виробів (температури поверхонь піротехнічних сумішей), що контактують з зарядом суміші, задовольняють наступним умовам:

$$T_n < T_c^{\zeta}, i = \overline{1,3}, \quad (26)$$

де  $T_n$  – температура внутрішньої поверхні обтічника;  $T_c^{\zeta}$  – температура, при якій починається саморозігрів заряду суміші в результаті процесу екзотермічного окислення металевого пального в газоподібних продуктах термічного розкладання окислювача та добавок органічних речовин (так звана температура спалахування  $T_c$  частинок металів в активних газоподібних продуктах [4, 5], яка залежить, як від параметрів сумішей компонентів (співвідношення компонентів та їх дисперсності), так й від зовнішніх чинників (температури, тиску)); при цьому індекс “1” відповідає суміші Mg + NaNO<sub>3</sub> + органічна добавка, індекс “2” – Al + NaNO<sub>3</sub> + органічна добавка; індекс “3” – Zr + NaNO<sub>3</sub> + органічна добавка. Невиконання умов (26) призводить до швидкого спалахування заряду суміші (в межах 10<sup>-3</sup>...10<sup>-2</sup> с) з подальшим прискоренням процесу горіння суміші в замкненому об’єму, в якому відбувається різке підвищення температури нагріву та тиску навколишнього середовища, що призводить до передчасного спрацьовування піротехнічних зарядів виробів та пожежовибухонебезпечного руйнування металевих обтічників та викиду в навколишнє середовища високотемпературних (до 3000...4000 К [5]) продуктів згорання суміші, а також нагрітих залишків металевого корпусу та частин зарядів, що не згоріли, які здатні спалахувати та руйнувати навколишні об’єкти.

Згідно з даними, що є на даний момент, по температурі спалахування розглядуваних частинок металевих палих в активних газоподібних середовищах [4, 5] можна оцінити допустимі діапазони зміни параметрів зовнішніх термовпливів на поверхню металевих корпусів виробів лише наближено. Дійсно, з вказаних вище даних випливає, що значення  $T_c^{\zeta}$  для розглядуваних металів лежать у наступних діапазонах: 800...840 К (магній); 900...970 К (алюміній); 700...750 К (цирконій). Порівнюючи отримані діапазони зміни температури  $T_n$  у відповідності з формулою (25) з вказаними вище діапазонами зміни температур  $T_c^{\zeta}$ , можна встановити, що, дійсно, тільки при певних значеннях розглядуваних параметрів зовнішніх термодій  $u_{\infty j}^*$  ( $j = 1, 2, 3, \dots$ ),  $Re^*$  та  $\tau_j^*$  ( $j = 1, 2, 3, \dots$ ) значення температури  $T_n$  не перевищують  $T_c^{\zeta}$  (рис.7). З рис. 7 випливає, що пожежовибухонебезпечні термодії на поверхню металевих обтічників виробів визначаються наступними співвідношеннями для різних сумішей компонентів (табл. 2).

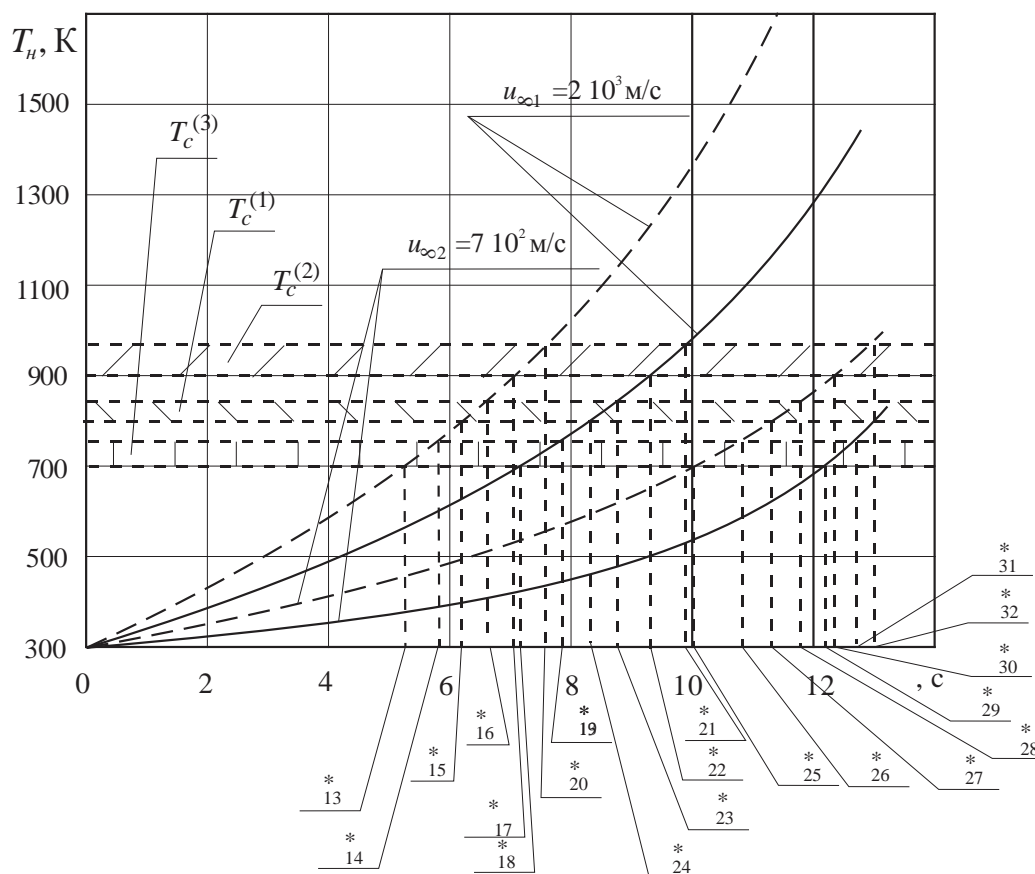


Рисунок 7 — Значення параметрів  $u_{\infty j}$  та  $\tau_j^*$  для обтічника: - - - - -  $Re^* > 10^5$  (турбулентний режим обтікання); —————  $Re^* < 10^5$  (ламінальний режим обтікання).

Таблиця 2 — Діапазони зміни гранично допустимих значень швидкостей обдуву потоком повітря ( $u_{\infty j}^*$ ,  $j = 1, 2, 3, \dots$ ) та часів його теплового впливу ( $\tau_j^*$ ,  $j = 1, 2, 3, \dots$ ) на металевий обтічник виробу для різних режимів обтікання ( $Re^*$ )

Параметр Суміш	$u_{\infty j}^*$ , м/с	$\tau_j^*$ , с	
		$Re^* > 10^5$ (турбулентний режим)	$Re^* < 10^5$ (ламінальний режим)
Mg + NaNO <sub>3</sub> + органічна добавка	$2 \cdot 10^3$	$\tau_{15}^* < 6$	$\tau_{23}^* < 8,3$
	$7 \cdot 10^2$	$\tau_{27}^* < 11$	$\tau_{31}^* < 13$
Al + NaNO <sub>3</sub> + органічна добавка	$2 \cdot 10^3$	$\tau_{17}^* < 7,5$	$\tau_{22}^* < 8,7$
	$7 \cdot 10^2$	$\tau_{30}^* < 12,3$	$\tau_{32}^* < 13,2$
Zr + NaNO <sub>3</sub> + органічна добавка	$2 \cdot 10^3$	$\tau_3^* < 4,9$	$\tau_{18}^* < 7,1$
	$7 \cdot 10^2$	$\tau_{25}^* < 2,8$	$\tau_{29}^* < 12,5$

### Висновки

Для знаходження значень температур внутрішніх поверхонь металевих обтічників виробів, що контактують з зарядами піротехнічних сумішей, розроблено нелінійні нестационарні математичні моделі їх нагріву в умовах пострілу та польоту, які, на відміну від аналогічних моделей, враховують температурні залежності теплофізичних властивостей матеріалу обтічника (об'ємна теплоємність, коефіцієнт теплопровідності) та вплив основних параметрів зовнішніх термодій: швидкості обдуву потоком повітря, тривалості його дії та режимів обтікання (ламінальний, турбулентний). Встановлено, що для дослідженого діапазону зміни швидкостей обдуву потоком повітря  $7 \cdot 10^2 \dots 2 \cdot 10^3$  м/с тепловий потік з прикордонного шару в металевий обтічник має максимум, місце знаходження якого вздовж поверхні корпусу повністю визначається режимом обтікання: для ламінального режиму обтікання максимум теплового потоку знаходиться біля критичної точки ( $\theta = 0^0$ ), а для турбулентного режиму обтікання положення цього максимуму зміщується від передньої критичної точки до  $\theta_{max} = 18 \dots 22^0$ . Знайдено гранично допустимі діапазони зміни основних параметрів зовнішніх термодій на поверхню металевих обтічників виробів на основі зарядів з ущільнених сумішей порошків металевих паливних (магнію, алюмінію, цирконію), нітратовмісного окислювача (нітрату натрію) та добавок органічних речовин (парафіну, стеарину, нафталіну, антрацену), перевищення яких призводить до передчасного саморозігріву зарядів піротехнічних сумішей в результаті процесу екзотермічного окислення частинок металевих паливних в газоподібних продуктах термічного розкладання окислювача та добавок органічних речовин. Це призводить до їх займання, виникнення горіння в замкнених об'ємах з подальшим його прискоренням, передчасного спрацьовування та руйнування виробів з викидом в навколишнє середовище високотемпературних продуктів згорання, як можливої причини пожежі або вибуху.

### СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Лазарев Л. П. Инфракрасные приборы самонаведения летательных аппаратов. – М.: Машиностроение, 1970. – 231 с.
2. Шидловский А. А. Основы пиротехники. – М.: Машиностроение, 1973. – 320 с.
3. Шидловский А. А. Сидоров А. И., Силин Н. А. Пиротехника в народном хозяйстве. – М.: Машиностроение, 1978. – 231 с.
4. Силин Н. А., Ващенко В. А., Кашпоров Л.Я. Горение металлизированных гетерогенных конденсированных систем. – М.: Машиностроение, 1982. – 232 с.
5. Ващенко В. А., Кириченко О. В., Лега Ю. Г., Заика П. И., Яценко И. В., Цыбулин В. В. Процессы горения металлизированных конденсированных систем. – К.: Наукова думка, 2008 – 745 с.
6. Кириченко О. В. Повышение эффективности пиротехнических нитратосодержащих изделий в условиях их применения // Вісник Черкаського державного технологічного університету. – 2009. – № 2. – С. 89 – 94.
7. Кириченко О. В., Ващенко В. А., Заїка П. І., Цибулін В. В. Вибухонебезпечні режими горіння потрійних піротехнічних нітратовмісних систем в умовах зустрічного обдуву потоком повітря та обертання // Вісник Черкаського державного технологічного університету. – 2010. – № 2. – С. 152 – 158.
8. Кириченко О. В., Ващенко В. А., Цибулін В. В. Пожежонебезпечні термовпливи на поверхню металевих корпусів піротехнічних виробів в умовах пострілу та польоту // Проблеми пожарной безопасности. – Харьков: НУГЗУ, 2012. – № 32. – С. 98 – 112.
9. Абрамович Г. Н. Прикладная газовая динамика. – М.: Наука, 1969. – 824 с.

10. Гинзбург И. П. Аэрогазодинамика. – М.: Высшая школа, 1966. – 404 с.
11. Лойцянский Л. С. Механика жидкости и газа. – М.: Наука, 1987. – 840 с.
12. Кириченко О. В., Ващенко В. А., Акиншин В. Д., Цыбулин В. В., Яценко И. В. Комплекс испытательных установок, моделирующих реальные условия применения пиротехнических нитратосодержащих изделий // Науковий вісник Українського науково-дослідного інституту пожежної безпеки. – 2009. – № 1(19). – С. 127 – 137.
13. Похил П. Ф., Мальцев М. И., Зайцев В. М. Методы исследования процессов горения и детонации. – М.: Наука, 1969. – 303 с.
14. Очков В. Е. MathCAD для студентов, инженеров и конструкторов. – С-Пб.: БХВ-Петербург, 2007. – 375 с.
15. Кудрявцев Е. М. MathCAD 11. Полное руководство по русской версии. – М.: ДМК Пресс, 2007. – 592 с.
16. Лыков А. В. Теория теплопроводности. – М.: Высшая школа, 1967. – 600 с.
17. Ващенко В. А. Теоретические основы теплотехники. Курс лекций. – Черкаси: Черкаський державний технологічний університет. – 2003. – № 2. – 80 с.

