

І. В. Яценко¹, к.т.н., доцент,
e-mail: irina.yatsenko.79@mail.ru

В. І. Гордієнко², д.т.н.,
О. В. Кириченко³, д.т.н., с.н.с.,
В. А. Ващенко¹, д.т.н., професор,
В. В. Цибулін¹

¹Черкаський державний технологічний університет
б-р Шевченка, 460, Черкаси, 18030, Україна

²Державне підприємство Науково-виробничий комплекс «Фотоприлад»
вул. Б. Вишневецького, 85, Черкаси, 18000, Україна

³Черкаський інститут пожежної безпеки ім. Героїв Чорнобиля
Національного університету цивільного захисту України
вул. Онопрієнка, 8, Черкаси, 18034, Україна

ВИЗНАЧЕННЯ ТЕРМОУДАРНИХ ЗОВНІШНІХ ДІЙ НА ІЧ-ПРИЛАДИ ПРИ ЇХ ЕКСПЛУАТАЦІЇ

Для підвищення надійності роботи ІЧ-приладів в умовах високотемпературних надзвукових газових потоків необхідно на стадії їх проектування прогнозувати найбільш небезпечні ділянки на поверхні обтічників, у межах яких спостерігаються максимальні зовнішні термодії, що призводять до руйнування ІЧ-приладів. До цього часу недостатньо досліджено процеси нагріву обтічників з оптичних керамік у вигляді напівсферичних оболонок зустрічним надзвуковим потоком повітря для різних режимів обтікання. Тому робота присвячена моделюванню теплового впливу надзвукового потоку повітря на поверхню оптичних обтічників ІЧ-приладів та знаходженню місць розташування ділянок на них, в яких спостерігаються максимальні зовнішні термодії, що призводять до їх руйнування та виходу з ладу ІЧ-приладів.

Ключові слова: зовнішні термодії, оптичні обтічники, оптичні кераміки.

Вступ. Екстремальні умови застосування ІЧ-приладів з оптичними елементами у вигляді напівсферичних обтічників для самонаведення і спостереження за різними об'єктами призводять до суттєвої нестійкості їх роботи, появи аномалій і відмов [1–4] (рис. 1). Головною причиною цього є поверхневий нагрів обтічників зовнішнім надзвуковим потоком повітря, який призводить до виникнення значних термопружних напружень у поверхневому шарі з появою тріщин та відколів на поверхні обтічника.

Тому для підвищення надійності роботи ІЧ-приладів в умовах високотемпературних надзвукових газових потоків необхідно на стадії їх проектування прогнозувати найбільш небезпечні ділянки на поверхні обтічників, у межах яких спостерігаються максимальні зовнішні термодії, що призводять до руйнування ІЧ-приладів.

З метою створення поверхневих зміцнених шарів з підвищеною термостійкістю та механічною міцністю, що дозволяють попереджати руйнування обтічників в умовах ек-

стремальних зовнішніх термодій, на стадії фінішного виготовлення ІЧ-приладів рекомендується додатково оброблювати зазначені зони на поверхні обтічників, наприклад, рухо-мим електронним променем. Для покращення властивостей поверхневих шарів оптичних матеріалів, включаючи оптичну кераміку, найбільш ефективним технологічним інструментом нині є рухомий електронний промінь стрічкової форми [5–10].

При цьому необхідно прогнозувати максимальні температурні поля та термопружні напруження по товщині обтічників залежно від зазначених параметрів зовнішніх термодій.

До цього часу недостатньо досліджено процеси нагріву обтічників з оптичних керамік (КО1, КО2, КО3, КО5, КО12 та ін.) у вигляді напівсферичних оболонок зустрічним надзвуковим потоком повітря для різних режимів обтікання [5, 8].

Метою роботи є моделювання теплового впливу надзвукового потоку повітря на поверхню оптичних обтічників ІЧ-приладів та знаходження місць розташування ділянок на

них, в яких спостерігаються максимальні зовнішні термодії, що призводять до їх руйнування та виходу з ладу ІЧ-приладів.

1. Математичне моделювання теплоударного впливу надзвукового газового потоку на поверхню обтічника. Згідно з прийнятим в аерогазодинаміці методом розв'язання контактних теплових задач нагріву надзвуковим газовим потоком вісесиметричних тіл [11, 12] задачу нагріву півсферичного обтічника зовнішнім надзвуковим газовим потоком розглядали у два етапи: знаходили тепловий потік з приграничного шару на поверхню обтічника, а потім при зазначеному тепловому потоці розраховували розподіл температури вздовж поверхні обтічника і термопружних напружень по його тов-

щині з подальшим знаходженням їх критичних значень, перевищення яких призводить до руйнування обтічників.

У цій роботі буде розглянуто лише перший етап вирішення зазначеної задачі, а в подальших дослідженнях – другий етап цієї задачі.

Тепловий потік з приграничного шару на поверхню обтічника. Газодинамічну задачу розглядали як квазістаціонарну, що справедливо для більшості практичних випадків, за винятком імпульсних режимів (рис. 2). Це обумовлено тим, що об'ємна теплоємність газового потоку (C_{V2}) мала порівняно з об'ємною теплоємністю матеріалу обтічника (C_{V0}), тобто $C_{V2}/C_{V0} \ll 1$.

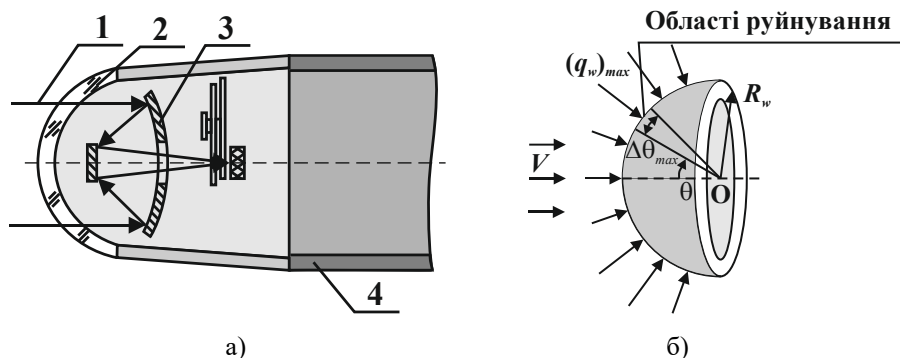


Рис. 1. Схема ІЧ-приладу самонаведення та спостереження (а) з оптичним обтічником (б):

1 – вхідне ІЧ-випромінювання від спостережуваного об'єкта; 2 – обтічник з оптичної кераміки; 3 – функціональна схема ІЧ-приладу; 4 – загальний вигляд виробу, що містить ІЧ-прилад: центральний кут обтічника, де відбувається його руйнування при турбулентному режимі обтікання $\Delta\theta_{max} \cong 4^\circ$ ($\theta_{max} \cong 19^\circ \dots 23^\circ$); радіус зовнішньої поверхні обтічника $R_w = 2 \cdot 10^{-2}$ м; товщина півсферичного обтічника $H = 4 \cdot 10^{-3}$ м; максимальна густина зовнішнього теплового впливу $(q_w)_{max} = 3 \cdot 10^5 \dots 2,5 \cdot 10^6$ Вт/м²; швидкість надзвукового обдуву потоком повітря $V = 7 \cdot 10^2 \dots 2,5 \cdot 10^3$ м/с

Припускаючи також, що газовий потік є нестисливим (справедливо для $u_\infty < 2 \cdot 10^3 \dots 3 \cdot 10^3$ м/с), для теплового потоку $q_w = const$ з приграничного шару (нульові ку-

ти атаки і ковзання) використовуємо наступний вираз, отриманий за результатами продувок вісесиметричних тіл в аеродинамічних трубах [12]:

$$q_{w0}^{(2)} = \frac{f(Pr)}{\left(\frac{\rho_\delta \cdot u_\delta \cdot x}{\mu_\delta} \right)^{1/5}} \cdot \rho_\delta \cdot u_\delta \cdot C_P \cdot (T_r - T_w), \quad (1)$$

де $f(Pr)$ – задана функція числа Прандтля Pr , яке залежить від геометричної форми тіла і режиму обтікання ($Pr = C_P \cdot \mu / \lambda_c$); ρ , u , μ , C_P , λ_c – відповідно густина, швидкість вздовж координати x , коефіцієнт динамічної в'язкості, теплоємність і коефіцієнт теплопровідності газового потоку; T_w – температура поверхні обтічника; індекс « δ » – умови на зовнішній границі приграничного шару; T_r – температу-

ра відновлення у приграничному шарі, яка являє собою температуру повітря в безпосередній близькості від поверхні тіла і визначається за емпіричною формулою

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

де $\bar{r}$ – коефіцієнт відновлення, що характеризує частку кінетичної енергії зовнішнього потоку повітря, яка переходить у теплоємність

при повному гальмуванні потоку (для ламінарного режиму обтікання зазвичай приймають $\bar{r} = 0,85$, а для турбулентного режиму – $\bar{r} = 0,88 \dots 0,90$); M – число Маха ($M = \frac{u_\infty}{u_*}$, де u_* – швидкість поширення звуку у повітрі).

Для зон, близьких до критичної точки, залишається справедливою рівність $u_\delta = \beta x$, де β – функція тільки числа u_∞ незбудженого потоку перед ударною хвилею (для ламінар-

ного режиму зазначене співвідношення отримане шляхом вимірювання тиску та розрахунку швидкостей). Підстановка рівності $u_\delta = \beta x$ в (1) дає

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

Підставляючи у (3) відомі газодинамічні співвідношення, отримуємо наступний вираз для теплового потоку у випадку турбулентного режиму обтікання:

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

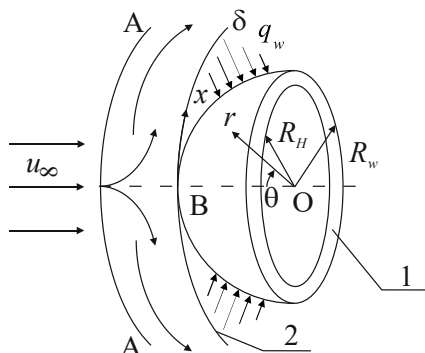


Рис. 2. Схема нагріву півсферичного обтічника:

1 – півсферична оболонка з оптичного матеріалу; В – передня критична точка (швидкість потоку дорівнює нулю); 2 – зовнішня межа приграничного шару товщиною δ , r , θ – сферичні координати; R_w , R_H – радіуси зовнішньої та внутрішньої поверхонь обтічника відповідно; індекс « ∞ » – значення параметрів у повітряному потоці, що набігає

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

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

У формулах (4) та (5) вираз для β має вигляд

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

Співвідношення $\frac{\rho_\delta}{\rho_\infty}$ та $\frac{\mu_\delta}{\mu_\infty}$ визначаються розрахунком тиску за методом Ньюто-

на та адіабатичного розширення від критичної точки вздовж поверхні обтічника (в напрямку x):

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

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

де S – стала Сатерленда ($S = 110,4$ К); $\bar{P}$ – відношення тиску на зовнішній границі пограничного шару P_δ до тиску гальмування P_T ; T_T – температура гальмування.

На базі порівняння з експериментальними даними отримана досить точна (відносна похибка 3...5%) формула для визначення розподілу тиску в напрямку θ [12]:

$$\bar{P} = 1 - (1,525 - 1,85 \cdot \bar{k}_0) \cdot (\sin \theta)^2 + (0,487 - 1,323 \cdot \bar{k}_0) \cdot (\sin \theta)^4, \quad (9)$$

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

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

Тиск у точці гальмування визначається за формулою

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

Температура гальмування має вигляд

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

При розрахунках кількість Pr_δ для повітря можна вважати постійною і рівною 0,71, оскільки вона 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.

2. Результати розрахунків розподілів теплового потоку з приграничного шару вздовж поверхні обтічника та їх аналіз. За формулами (4), (5) з використанням спеціально розроблених пакетів прикладних програм [4, 8] було проведено розрахунки розподілів теплового потоку з приграничного шару вздовж поверхні обтічника (рис. 3–5).

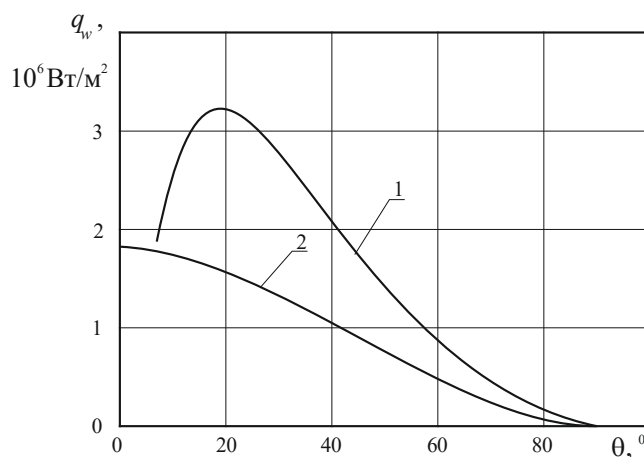


Рис. 3. Розподіл теплового потоку q_w вздовж поверхні обтічника при його надзвуковому обдуві потоком повітря ($T_0 = 300$ К; $R_w = 1,5 \cdot 10^{-2}$ м; $u_\infty = 2 \cdot 10^3$ м/с): 1 – турбулентний режим обтікання; 2 – ламінальний режим обтікання

З результатів розрахунків, зображених на рис. 3–6, випливає, що місця розташування максимальних значень теплового потоку $(q_w)_{max}$ на поверхні обтічника істотно зале-

жать від режиму обтікання: для ламінарного режиму обтікання значення $(q_w)_{max}$ знаходяться поблизу передньої критичної точки ($\theta = 0^\circ$) обтічника; для турбулентного режиму

обтікання значення $(q_w)_{max}$ вже зміщуються від $\theta = 0^\circ$ до θ_{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 $(q_w)_{max}$ зростають від $0,3 \cdot 10^6$ Вт/м² до $2,3 \cdot 10^6$ Вт/м² (турбулентний режим обтікання) та від $0,2 \cdot 10^6$ Вт/м² до $1,3 \cdot 10^6$ Вт/м² (ламіна́рний режим обтікання).

Для ламіна́рного режиму обтікання $\theta_{max} = 0^\circ$ незалежно від u_∞ .

При турбулентному режимі обтікання для дослідженого діапазону зміни $u_\infty = 7 \cdot 10^2 \dots 2 \cdot 10^3$ м/с значення θ_{max} лежать у межах $19 \dots 23^\circ$, тобто θ_{max} практично не змінюється, що повністю відповідає отриманим експериментальним значенням.

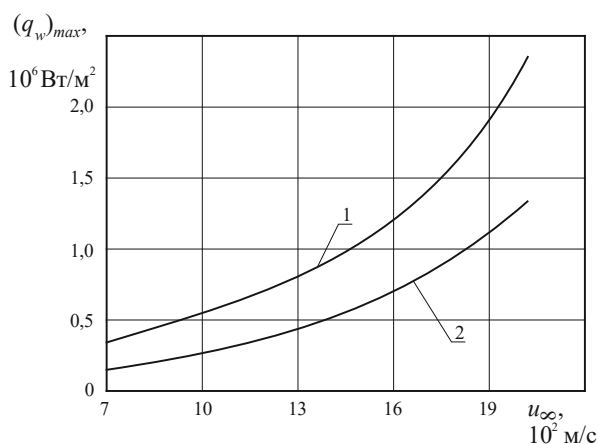


Рис. 4. Залежність максимальних значень теплового потоку $(q_w)_{max}$ від швидкості надзвукового обдуву потоком повітря обтічника ($T_0 = 300$ К; $R_w = 1,5 \cdot 10^{-2}$ м):

- 1 – турбулентний режим обтікання;
2 – ламіна́рний режим обтікання

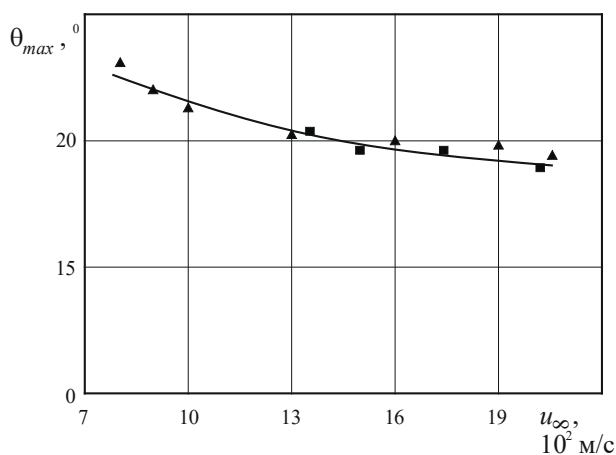


Рис. 5. Залежність $\theta_{max}(u_\infty)$ для турбулентного режиму обтікання півсфери ($T_0 = 300$ К; $R_w = 1,5 \cdot 10^{-2}$ м): $\blacktriangle$, $\blacksquare$ – результати лабораторних і натурних випробувань відповідно

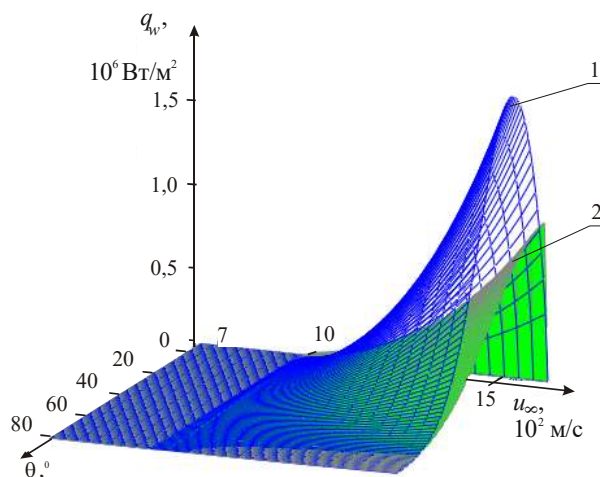


Рис. 6. Зображення розподілу теплового потоку $q_w(\theta, u_\infty)$ на зовнішній поверхні півсфери, яку обтікає надзвуковий потік повітря ($T_0 = 300$ К; $R_w = 1,5 \cdot 10^{-2}$ м): 1 – турбулентний режим обтікання; 2 – ламінарний режим обтікання

Висновки:

1. Розташування максимальних значень теплового потоку $(q_w)_{max}$ на поверхні обтічника залежать від режиму обтікання: для ламінарного режиму обтікання значення $(q_w)_{max}$ знаходяться поблизу передньої критичної точки ($\theta = 0^\circ$) обтічника; для турбулентного режиму обтікання значення $(q_w)_{max}$ вже зміщуються від $\theta = 0^\circ$ до $\theta_{max} = 19 \dots 23^\circ$.

2. Тепловий потік у зонах максимального зовнішнього теплового впливу на поверхню обтічника істотно залежить від швидкості обдуву потоком повітря (для $u_\infty = 7 \cdot 10^2 \dots 2 \cdot 10^3$ м/с значення $(q_w)_{max}$ зростають від $0,3 \cdot 10^6$ Вт/м² до $2,3 \cdot 10^6$ Вт/м² (турбулентний режим обтікання) та від $0,2 \cdot 10^6$ Вт/м² до $1,3 \cdot 10^6$ Вт/м² (ламінарний режим обтікання).

Список літератури

1. Лазарев Л. П. Инфракрасные приборы самонаведения летательных аппаратов / Л. П. Лазарев. – М. : Машиностроение, 1970. – 231 с.
2. Обтекатели и защитные окна / [А. И. Лазарев, П. А. Захаров, А. И. Герасимов и др.]. – М. : ЦНИИ информации, 1982. – 312 с.
3. Тарасов В. В. Инфракрасные системы «смотрящего» типа / В. В. Тарасов, Ю. Г. Якушников. – М. : Логос, 2004. – 444 с.
4. Тепловые процессы при электронной обработке оптических материалов и эксплуатации изделий на их основе : монография / [В. А. Ващенко, Д. И. Котельников, Ю. Г. Лега и др.]. – К. : Наукова думка, 2006. – 368 с.
5. Спеціальні методи обробки оптичного скла : навч. посіб. / [М. П. Бочок, Н. П. Будко, В. А. Ващенко та ін.]. – Чернігів : Чернігів. держ. технол. ун-т, 2001. – 215 с.
6. Получение функциональных слоев в оптическом стекле и керамике методом электронной обработки / [Г. Н. Дубровская, Г. В. Канашевич, В. А. Ващенко и др.]. // Функциональные покрытия на стеклах : сб. докл. Междунар. науч.-практ. симпозиума. – Харьков : НТЦ ХФТИ «Константа», 2003. – С. 135–137.
7. Яценко І. В. Дослідження залежностей енергетичних характеристик СЕП від його керованих параметрів при впливі на виробі мікрооптики і інтегральної оптики / І. В. Яценко // Труды Одесского политехнического института : сб. – 2009. – Вып. 2 (32). – С. 143–149.
8. Основи електронної обробки виробів з оптичних матеріалів / Ващенко В. А., Яценко І. В., Лега Ю. Г., Кириченко О. В. – К. : Наукова думка, 2011. – 562 с.
9. Influence of parameters by electronic ray on properties of superficial layers of optical elements of exact instrument-making / Yatsen-

- ko I., Antoniuk V., Bondarenko M., Vashchenko V. // *Innovations in discrete productions: International journal for science and innovations for the industry*, ISSN 114-8907, YEAR III, ISSUE 1/2015, Sofia. – P. 13–15.
10. Yatsenko I. V. Experimental and statistical models of impact determination of the electron beam parameters on surface layers properties of optical elements in precision instruments building // “Pratsi. Odes’kyi politechnichniy universytet”, 2016. – Issue 1 (48). – P. 63–69.
11. Абрамович Г. Н. Прикладная газовая динамика / Г. Н. Абрамович. – М. : Наука, 1969. – 824 с.
12. Гинзбург И. П. Аэрогазодинамика / И. П. Гинзбург. – М. : Высшая школа, 1966. – 404 с.
6. Dubrovskaya, G. N., Kanashevich, G. V., Vashchenko, V. A. et al. (2003). Obtaining of functional layers in optical glass and ceramics by means of electronic processing. *Funktsionalnye pokrytiya na styeklah*: collection of reports of Internat. scient.-pract. symposium. Kharkov : NTC HFTI “Kons-tanta”, pp. 135–137 [in Russian].
7. Yatsenko, I. V. (2009) Research of dependences of BEF energy characteristics from its managed parameters when exposed to products of micro-optics and integrated optics. *Trudy Odesskogo politechnicheskogo instituta*, 2 (32), pp. 143–149 [in Ukrainian].
8. Vashchenko, V. A., Yatsenko, I. V., Lega, Y. G. and Kyrychenko, O. V. (2011) The fundamentals of electronic processing of optical materials goods. Kyiv : Naukova dumka, 562 p.
9. Yatsenko, I., Antoniuk, V., Bondarenko, M. and Vashchenko, V. (2015). Influence of parameters by electronic ray on properties of superficial layers of optical elements of exact instrument-making. *Innovations in discrete productions: International journal for science and innovations for the industry*, (1), Sofia, pp. 13–15, ISSN 114-8907.
10. Yatsenko, I. V. (2016) Experimental and statistical models of impact determination of the electron beam parameters on surface layers properties of optical elements in precision instruments building. *Pratsi. Odes’kyi politechnichniy universytet*, 1 (48), pp. 63–69.
11. Abramovich, G. N. (1969) Applied gas dynamics. Moscow, Nauka, 824 p. [in Russian].
12. Ginsburg, I. P. (1966) Aerogasdynamics. Moscow : Vyschaya shkola, 404 p. [in Russian].

References

I. V. Yatsenko¹, Ph.D., associate professor,
e-mail: irina.yatsenko.79@mail.ru

V. I. Gordienko², D.Tech.Sc.,

O. V. Kirichenko³, D.Tech.Sc., senior staff scientist,

V. A. Vaschenko¹, D.Tech.Sc., professor,

V. V. Tsybulin¹

¹Cherkasy State Technological University
Shevchenko blvd, 460, Cherkasy, 18030, Ukraine

²State enterprise Research and Production Complex "Photoprylad"
B. Vyshnevetskogo str., 85, Cherkasy, 18000, Ukraine

³Cherkasy Institute of Fire Safety named after Heroyiv Chornobyl'ya
of National University of Civil Protection of Ukraine
Onoprienko str., 8, Cherkasy, 18034, Ukraine

DETERMINATION OF THERMAL SHOCK EXTERNAL INFLUENCES ON IR-DEVICES AT THEIR OPERATION

To improve the reliability of IR-devices in the conditions of high temperature supersonic gas flows it is necessary at the design stage to predict the most dangerous areas on fairings surface, within which there are maximum external thermal influences that lead to the destruction of IR-devices. By this time the processes of heating of optical ceramics fairings in the form of hemispherical shells by oncoming supersonic airflow for different flow regimes are insufficiently investigated.

The aim of this work is to simulate thermal effect of supersonic airflow on the surface of optical fairings of IR-devices and to find the locations in which there are maximum external thermal influences, leading to their destruction and IR-devices failure.

The results of experimental and theoretical investigations of the process of thermal influence of supersonic gas flow in hemispherical fairings on optical ceramics of IR-devices are presented. Analytical expressions for the distributions of heat flux from boundary layer along the surface of the fairing are received and the location of its sites subjected to a maximum external thermal influences is installed. The location of the maximum values of heat flux $(q_w)_{max}$ on the surface of the fairing depends on the flow regime: for laminar flow the values $(q_w)_{max}$ are close to the front of critical point ($\theta = 0^\circ$) fairing; for turbulent flow the values $(q_w)_{max}$ have already shifted from $\theta = 0^\circ$ to $\theta_{max} = 19...23^\circ$. Heat flux in the zones of maximum external thermal impact on the surface of the fairing substantially depends on the velocity of blowing airflow (for $u_\infty = 7 \cdot 10^2 ... 2 \cdot 10^3$ m/s values $(q_w)_{max}$ increase from $0,3 \cdot 10^6$ W/m² to $2,3 \cdot 10^6$ W/m² (turbulent flow regime) and from $0,2 \cdot 10^6$ W/m² to $1,3 \cdot 10^6$ W/m² (laminar flow regime).

Keywords: external thermal influences, optical fairings, optical ceramics.

Статтю представляє д.т.н., професор В. А. Ващенко, Черкаський державний технологічний університет.