

М.Г. Бердник

МАТЕМАТИЧНА МОДЕЛЬ І МЕТОД РІШЕННЯ УЗАГАЛЬНЕНОЇ ЗАДАЧІ ДІРІХЛЕ ТЕПЛООБМІНУ ЗРІЗАНОГО КОНУСА

Анотація. У статті вперше побудована математична модель розрахунку температурних полів для зрізаного конуса у вигляді крайової задачі математичної фізики для гіперболічного рівняння теплопровідності з граничними умовами Діріхле, а також знайдено температурне поле у вигляді збіжних рядів.

Ключові слова: комплексний ряд Фур'є, крайова задача Діріхле, інтегральне перетворення Лапласа, час релаксації.

Постановка проблеми. На сьогоднішній день ціна обтічників для ракет близько 5-7 мільйонів доларів. Вага обтічника Falcon 9 з діаметром 5,2 метра близько 1,9 тонни. До вибору теплового захисту обтічника підходять з особливою ретельністю, адже обтічник повинен захищати від аеродинамічного нагріву, від випромінювання, від перепадів температури. Наприклад, Falcon Heavy проходить звуковий бар'єр приблизно на висоті 10 км, і потім розганяється до 7-8 махів (2-3 км/с). На цих висотах повітря все ще досить щільне і відбувається сильний розігрів від аеродинамічного нагріву обтічника зі швидким охолодженням у верхніх шарах атмосфери [1,2]. Течії з великими числами Маха супроводжуються газодинамічними та фізико-хімічними ефектами. При обтіканні затупленого тіла утворюється ударна хвиля, яка відходить від тіла, залишаючись в околиці лобової точки практично еквідистантній його поверхні. Фізико-хімічні ефекти обумовлені зростанням температури, спричиненні гальмуванням газу за ударною хвилею. При цьому відбувається перехід кінетичної енергії потоку, що набігає в теплову, збуджуються коливальні ступеня свобод молекул газу, починається його дисоціація і навіть іонізація. Крім того, при великих швидкостях, вплив скінченності величини швидкості поширення тепла на теплообмін стає помітним.

Ось чому до числа проблем, що представляє великий теоретичний і практичний інтерес, відноситься проблема вивчення температурних полів, що ви-

никають в обтічників для ракет, що мають форму зрізаного конуса, якій обертається навколо своєї осі, з урахуванням скінченності величини швидкості поширення тепла

Аналіз останніх досліджень і публікацій. Аналіз праць [3-6] показав, що теплообмін в тілах обертання, які обертаються, вивчений в даний час ще недостатньо. В [6] показано, що чисельні методи дослідження нестационарних неосесиметричних задач теплообміну циліндра, якій обертається, є не завжди ефективними, якщо мова йде про обчислення при великих швидкостях обертання, а відомі моделі не дають змогу обчислювати температуру в обтічниках для ракет, з урахуванням кутової швидкості обертання та кінцевої швидкості поширення тепла.

Мета статті. Для моделювання температурного поля слід представити форму обтічників для ракет у вигляді зрізаного конуса, і зробити ряд розумних спрощень. Метою роботи є побудова нової математичної моделі розрахунку температурних полів для зрізаного конуса, яка наближено моделює температуру в обтічників для ракет, у вигляді крайової задачі математичної фізики а також знаходження рішень отриманої крайової задачі.

Викладення основного матеріалу дослідження. Розглянемо розрахунок температурного поля зрізаного конуса у циліндричній системі координат (r, φ, z) висотою h з твірною лінією $r = \xi(z) = R + z \cdot \operatorname{tg} A$ (рис.1).

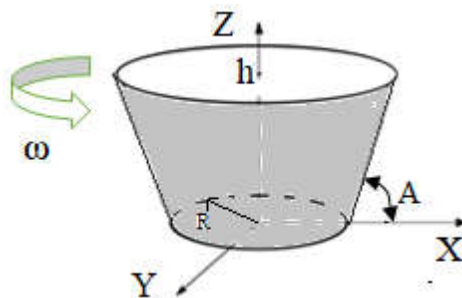


Рисунок 1 – Зрізаний конус з твірною лінією $r = \xi(z)$

У початковий момент часу температура конуса постійна G_0 , а на бічній поверхні відоме значення температури $V(\varphi, z)$. На торцях відомі значення температури $G_1(r, \varphi)$ і $G_2(r, \varphi)$ при $z = 0$ і $z = h$ відповідно. В [6] отримано узагальнене рівняння переносу енергії для рушійного елемента суцільного середовища, з урахуванням скінченності величини швидкості поширення тепла. Згідно [6] узагальнене рівняння балансу енергії твердого тіла, яке обертається, з постійною кутовою швидкістю ω навколо осі OZ, теплофізичні властивості

якого не залежать від температури, а внутрішні джерела тепла відсутні, в циліндричній системі координат приймає вигляд:

$$\gamma c \left\{ \frac{\partial T}{\partial t} + \omega \frac{\partial T}{\partial \varphi} + \tau_r \left[\frac{\partial^2 T}{\partial t^2} + \omega \frac{\partial^2 T}{\partial \varphi \partial t} \right] \right\} = \lambda \left[\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 T}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right], \quad (1)$$

де γ – щільність середовища; c – питома теплоємність; τ_r – час релаксії, $T(r, \varphi, z, t)$ – температура середовища; λ – коефіцієнт теплопровідності; t – час.

Математично задача визначення температурного поля конуса складається в інтегруванні диференціального рівняння теплопровідності (1) в області $D = \{(r, \varphi, z, t) | r \in (0, \xi(z)), \varphi \in (0, 2\pi), z \in (0, h), t \in (0, \infty)\}$, що з урахуванням прийнятих допущень запишеться у виді:

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + \omega \frac{\partial \theta}{\partial \varphi} + \tau_r \frac{\partial^2 \theta}{\partial t^2} + \tau_r \omega \frac{\partial^2 \theta}{\partial \varphi \partial t} = a \cdot \left[\frac{\partial^2 \theta}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \theta}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \theta}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} \right] \quad (2)$$

з початковими умовами

$$\theta(r, \varphi, z, 0) = 0, \quad \frac{\partial \theta(r, \varphi, z, 0)}{\partial t} = 0 \quad (3)$$

і граничними умовами

$$\theta(\xi(z), \varphi, z, t) = G(\varphi, z), \quad (4)$$

$$\theta(r, \varphi, 0, t) = \Theta(r, \varphi), \quad \theta(r, \varphi, h, t) = \Lambda(r, \varphi), \quad (5)$$

де $\theta = \frac{T(r, \varphi, z, t) - G_0}{T_{\max} - G_0}$ – відносна температура тіла; $a = \frac{\lambda}{c\gamma}$ – коефіцієнт теплопровідності;

$$T_{\max} = \max_{r, \varphi, z} \{V(\varphi, z), G_1(r, \varphi), G_2(r, \varphi)\}; \quad G(\varphi, z), \Theta(r, \varphi), \Lambda(r, \varphi) \in C(0, 2\pi).$$

Тоді рішення крайової задачі (2)–(5) $\theta(r, \varphi, z, t)$ є двічі неперервно диференційованим за r, φ, z , один раз за t в області D і неперервним на $\bar{D}$ [103], тобто $\theta(r, \varphi, z, t) \in C^{2,1}(D) \cap C(\bar{D})$, а функції $G(\varphi, z)$, $\Lambda(r, \varphi)$, $\Theta(r, \varphi)$, $\theta(r, \varphi, z, t)$ можуть бути розкладені в комплексний ряд Фур'є [7]

$$\begin{pmatrix} \theta(r, \varphi, z, t) \\ G(\varphi, z) \\ \Lambda(r, \varphi) \\ \Theta(r, \varphi) \end{pmatrix} = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \begin{pmatrix} \theta_n(r, z, t) \\ G_n(z) \\ \Lambda_n(r) \\ \Theta_n(r) \end{pmatrix} \cdot \exp(in\varphi), \quad (6)$$

де $\theta_n(r, z, t) = \theta_n^{(1)}(r, z, t) + i\theta_n^{(2)}(r, z, t)$; $G_n(z) = G_n^{(1)}(z) + iG_n^{(2)}(z)$; i - уявна одиниця;

$$\Theta_n(r) = \Theta_n^{(1)}(r) + i\Theta_n^{(2)}(r); \quad \Lambda_n(r) = \Lambda_n^{(1)}(r) + i\Lambda_n^{(2)}(r).$$

З огляду на те, що $\theta(r, \varphi, z, t)$ функція дійсна, надалі обмежимося розглядом $\theta_n(r, z, t)$ для $n=0, 1, 2, \dots$, тому що $\theta_n(r, z, t)$ і $\theta_{-n}(r, z, t)$ будуть комплексно спряженими [7]. Підставляючи значення функцій з (6) у (2) - (5), одержимо

систему диференціальних рівнянь

$$\frac{\partial \theta_n^{(i)}}{\partial t} + \mathcal{G}_n^{(i)} \theta_n^{(m_i)} + \tau_r \frac{\partial^2 \theta_n^{(i)}}{\partial t^2} + \tau_r \mathcal{G}_n^{(i)} \frac{\partial \theta_n^{(m_i)}}{\partial t} = a \left[\frac{\partial^2 \theta_n^{(i)}}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \theta_n^{(i)}}{\partial r} - \frac{n^2}{r^2} \theta_n^{(i)} + \frac{\partial^2 \theta_n^{(i)}}{\partial z^2} \right] \quad (7)$$

з початковими умовами

$$\theta_n^{(i)}(r, z, 0) = 0, \quad \frac{\partial \theta_n^{(i)}(r, z, 0)}{\partial t} = 0 \quad (8)$$

і граничними умовами

$$\theta_n^{(i)}(\xi(z), z, t) = G_n^{(i)}(z), \quad \theta_n^{(i)}(r, 0, t) = \Theta_n^{(i)}(r), \quad \theta_n^{(i)}(r, h, t) = \Lambda_n^{(i)}(r), \quad (9)$$

де $\mathcal{G}_n^{(1)} = -\omega n$; $\mathcal{G}_n^{(2)} = \omega n$; $m_1 = 2$, $m_2 = 1$; $i = 1, 2$.

Для розв'язання крайової задачі (7)-(9) застосовуємо інтегральне перетворення:

$$\bar{f}(\mu_{n,k}) = \iint_D Q(\mu_{n,k}, \rho, z) \cdot \rho \cdot f(\rho, z) d\sigma \quad (10)$$

Власні функції $Q(\mu_{n,k}, \rho, z)$ і власні значення $\mu_{n,k}$ знаходяться із розв'язку задачі:

$$\frac{\partial^2 Q}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial Q}{\partial r} - \frac{n^2}{r^2} Q + \mu_{n,k} \cdot Q + \frac{\partial^2 Q}{\partial z^2} = 0 \quad (11)$$

$$Q(\mu_{n,k}, r, 0) = 0, \quad Q(\mu_{n,k}, r, h) = 0, \quad Q(\mu_{n,k}, \xi(z), z) = 0. \quad (12)$$

Власні функції $Q(\mu_{n,k}, \rho, z)$ і власні значення $\mu_{n,k}$ (11) - (12) знаходяться по формулам, які приведені в [8], а формула оберненого перетворення має вигляд:

$$f(\rho, z) = \sum_{j=1}^{\infty} \frac{Q(\mu_{n,k}, \rho, z)}{\|Q(\mu_{n,k}, \rho, z)\|^2} \bar{f}(\mu_{n,k}). \quad (13)$$

Застосовуємо до системи диференціальних рівнянь (7) інтегральне перетворення (10). У результаті одержуємо систему диференціальних рівнянь

$$\frac{d\bar{\theta}_n^{(i)}}{dt} + \mathcal{G}_n^{(i)} \left[\bar{\theta}_n^{(m_i)} + \tau_r \frac{d\bar{\theta}_n^{(m_i)}}{dt} \right] + \tau_r \frac{d^2 \bar{\theta}_n^{(i)}}{dt^2} = a \cdot (\Omega_{n,k}^{(i)} - \mu_{n,k}^2 \bar{\theta}_n^{(i)}) \quad (14)$$

з початковими умовами

$$\bar{\theta}_n^{(i)}(\mu_{n,k}, t) = 0, \quad \frac{\partial \bar{\theta}_n^{(i)}(\mu_{n,k}, t)}{\partial t} = 0, \quad (15)$$

$$\text{де } \Omega_{n,k}^{(i)} = - \int_0^1 r \frac{\partial Q(\mu_{n,k}, \xi(z), z)}{\partial r} G_n^{(i)}(z) dz - \int_L r \frac{\partial Q(\mu_{n,k}, r, z)}{\partial z} \theta_n^{(i)} dl.$$

Криволінійний інтеграл обчислюється по замкнутому додатно орієнтованому контуру (рис.2.)

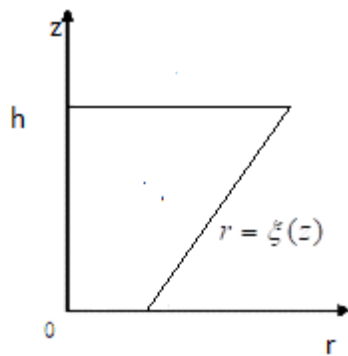


Рисунок 2 – Замкнутий контур із твірною $r = \xi(z)$

Застосовуємо до системи диференціальних рівнянь (14) с початковими умовами (15) інтегральне перетворення Лапласа [9]:

$$\tilde{f}(s) = \int_0^{\infty} f(\tau) e^{-s\tau} d\tau$$

В результаті одержуємо систему алгебраїчних рівнянь відносно $\tilde{\theta}_n^{(i)}$:

$$s \tilde{\theta}_n^{(i)} + \mathcal{G}_n^{(i)} \left(\tilde{\theta}_n^{(m_i)} + \tau_r s \tilde{\theta}_n^{(m_i)} \right) + \tau_r s^2 \tilde{\theta}_n^{(i)} = q_{n,k} \left(\frac{\tilde{\Omega}_{n,k}^{(i)}}{\mu_{n,k}^2} - \tilde{\theta}_n^{(i)} \right), \quad (16)$$

де $q_{n,k} = a\mu_{n,k}^2$.

Розв'язавши систему рівнянь (16) одержуємо:

$$\tilde{\theta}_n^{(i)} = a \frac{\tilde{\Omega}_{n,k}^{(i)} (\tau_r s^2 + s + q_{n,k}) + (-1)^{i+1} \omega n \tilde{\Omega}_{n,k}^{(m_i)} (1 + s \tau_r)}{(\tau_r s^2 + s + q_{n,k})^2 + \omega^2 n^2 (1 + s \tau_r)^2}. \quad (i=1,2) \quad (17)$$

Застосовуючи до зображення функцій (17) формули оберненого перетворення Лапласа [9], одержуємо оригінали функцій:

$$\begin{aligned} \bar{\theta}_n^{(1)}(\mu_{n,k}, t) = & \sum_{j=1}^2 \zeta_{n,k}(s_j) \left\{ \tilde{\Omega}_{n,k}^{(1)}(s_j) \left[(2\tau_r s_j + 1) + \tau_r \omega n i \right] + \tilde{\Omega}_{n,k}^{(2)}(s_j) \left[\tau_r \omega n - (2\tau_r s_j + 1) i \right] \right\} \cdot \\ & \cdot (e^{s_j t} - 1) + \sum_{j=3}^4 \zeta_{n,k}(s_j) \cdot \left\{ \tilde{\Omega}_{n,k}^{(1)}(s_j) \cdot \left[(2\tau_r s_j + 1) - \tau_r \omega n i \right] + \tilde{\Omega}_{n,k}^{(2)}(s_j) \left[\tau_r \omega n + (2\tau_r s_j + 1) i \right] \right\} \cdot \\ & \cdot (e^{s_j t} - 1), \end{aligned} \quad (18)$$

$$\begin{aligned} \bar{\theta}_n^{(2)}(\mu_{n,k}, t) = & \sum_{j=1}^2 \zeta_{n,k}(s_j) \left\{ \tilde{\Omega}_{n,k}^{(2)}(s_j) \left[(2\tau_r s_j + 1) + \tau_r \omega n i \right] - \tilde{\Omega}_{n,k}^{(1)}(s_j) \left[\tau_r \omega n - (2\tau_r s_j + 1) i \right] \right\} \cdot \\ & (e^{s_j t} - 1) + \sum_{j=3}^4 \zeta_{n,k}(s_j) \cdot \left\{ \tilde{\Omega}_{n,k}^{(2)}(s_j) \cdot \left[(2\tau_r s_j + 1) - \tau_r \omega n i \right] - \tilde{\Omega}_{n,k}^{(1)}(s_j) \cdot \left[\tau_r \omega n + (2\tau_r s_j + 1) i \right] \right\} \cdot \\ & (e^{s_j t} - 1), \end{aligned} \quad (19)$$

де $\zeta_{n,k}(s_j) = \frac{0.5s_j^{-1}a}{(2\tau_r s_j + 1)^2 + (\tau_r \omega n)^2}$, а значення s_j для $j=1,2,3,4$ визначаються за формулами

$$s_{1,2} = \frac{(\tau_r \omega n i - 1) \pm \sqrt{(1 + \tau_r \omega n i)^2 - 4\tau_r q_{n,k}}}{2\tau_r}, \quad s_{3,4} = \frac{(\tau_r \omega n i + 1) \pm \sqrt{(1 - \tau_r \omega n i)^2 - 4\tau_r q_{n,k}}}{2\tau_r}.$$

Таким чином, з урахуванням формул обернених перетворень (6) і (13) одержуємо температурне поле зрізаного конуса, якій обертається з постійною кутовою швидкістю ω навколо осі OZ, із урахуванням кінцевої швидкості поширення тепла:

$$\theta(r, \varphi, z, t) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \left\{ \sum_{k=1}^{\infty} \left[\bar{\theta}_n^{(1)}(\mu_{n,k}, t) + i \bar{\theta}_n^{(2)}(\mu_{n,k}, t) \right] \frac{Q(\mu_{n,k}, r, z)}{\|Q(\mu_{n,k}, r, z)\|^2} \right\} \exp(in\varphi),$$

де $\bar{\theta}_n^{(1)}(\mu_{n,k}, t)$, $\bar{\theta}_n^{(2)}(\mu_{n,k}, t)$ визначаються за формулами (18), (19).

Висновки. Вперше побудована математична модель розрахунку температурних полів для зрізаного конуса, яка наближено моделює розподіл температурних полів, які виникають в обтічниках для ракет, з урахуванням кутової швидкості обертання та кінцевої швидкості поширення тепла у вигляді крайової задачі математичної фізики для гіперболічного рівняння теплопровідності з граничними умовами Діріхле. В роботі побудоване нове інтегральне перетворення для двовимірного кінцевого простору, із застосуванням якого знайдено температурне поле у вигляді збіжного ряду. Знайдений розв'язок може знайти застосування для прогнозування можливої величини термомеханічних напруг, сприяти правильному вибору технологічних параметрів, об'єктивного

контролю, дозволяє намітити шляхи вдосконалення теплового захисту обтічників для ракет.

ЛІТЕРАТУРА

1. Чернобрышко М. В., Аврамов К.В., Батутина Т.Я., Дегтяренко П.Г., Тонконоженко А.М., Сулейменов У.С. Динамическая неустойчивость подкрепленных конических обтекателей ракет-носителей в сверхзвуковом газовом потоке. Технічна механіка. 2015. № 1.– С. 15-29.
2. Аврамов К. В., Чернобрышко М. В., Батутина Т.Я., Дегтяренко П. Г., Тонконоженко А. М. Динамическая неустойчивость обтекателей ракет. Космічна наука і технологія. 2015. Т. 21. № 1.– С. 10-14.
3. Чернобрышко М.В., Аврамов К.В., Батутина Т.Я., Меша Ю.В. Аэроупругие колебания обтекателей ракет-носителей в сверхзвуковом газовом потоке. Вісник НТУ«ХПИ». 2013. № 63 (1063).– С. 131-139.
4. Чернобрышко М.В., Аврамов К.В., Дегтяренко П.Г., Тонконоженко А.М., Меша Ю.В., Тишковец Е.В., Жолос О.В. Динамика композитного корпуса твердо-топливного двигателя ракеты под действием импульсных нагрузок, описывающих рабочие процессы в двигателе. Космічна наука і технологія. 2017. Т. 23. № 1(104).– С. 18-29.
5. Чернобрышко М.В., Аврамов К.В., Клименко Д.В., Батутина Т.Я. Динамическая неустойчивость обтекателей ракет-носителей в сверхзвуковом газовом потоке. Тез. докл. V Международной конференции «Космические технологии: настоящее и будущее», г. Днепр, 2015.– С.31.
6. Бердник М.Г. Математичне моделювання температурного поля в циліндрі, який обертається, з урахуванням кінцевої швидкості поширення тепла / М.Г. Бердник // Питання прикладної математики і математичного моделювання.–Дніпропетровськ: ДНУ, 2005.–С. 37-44.
7. Маркович Б. М. Рівняння математичної фізики/Б. М. Маркович. - Львів: Львівська політехніка, 2010. – 384 с.
8. Berdnyk M. The mathematic model and method for solving the dirichlet heat-exchange problem for empty isotropic rotary body / M. Berdnyk // Non-Traditional Technologies in the Mining Industry. Solid State Phenomena Vol. 277 – Trans Tech Publications, Switzerland– 2018 - pp 168-177.
9. Лопушанська Г.П. Перетворення Фур'є, Лапласа: узагальнення та застосування/ Г.П. Лопушанська, А.О. Лопушанський, О.М. М'яус. – Львів: ЛНУ ім. Івана Франка, 2014. –152 с.

REFERENCES

1. Chernobryivko M.V., Avramov K.V., Batutina T.Ya., Degtyarenko P.G., Tonkonozhenko A.M., Suleymenov U.S. Dinamicheskaya neustoychivost podkreplennykh konicheskikh obtekateley raket-nositeley v sverkhzvukovom gazovom potoke. *Tekhnichna mehanika*. 2015. № 1.– S. 15-29.
2. Avramov K.V., Chernobryivko M.V., Batutina T.Ya., Degtyarenko P.G., Tonkonozhenko A.M. Dinamicheskaya neustoychivost obtekateley raket. *Kosmichna nauka I tehnologiya*. 2015. T. 21. № 1.– S. 10-14.
3. Chernobryivko M.V., Avramov K.V., Batutina T.Ya., Mesha Yu.V. Aero-uprugie kolebaniya obtekateley raket-nositeley v sverkhzvukovom gazovom potoke. *Visnik NTU«HPI»*. 2013. № 63 (1063).– S. 131-139.
4. Chernobryivko M.V., Avramov K.V., Degtyarenko P.G., Tonkonozhenko A.M., Mesha Yu.V., Tishkovets E.V., Zholos O.V. Dinamika kompozitnogo korpusa tverdotoplivnogo dvigatelya rakety pod deystviem impulsnykh nagruzok, opisyivayushego rabochie protsessy v dvigatele. *Kosmichna nauka I tehnologiya*. 2017. T. 23. № 1(104).– S. 18-29.
5. Chernobryivko M.V., Avramov K.V., Klimenko D.V., Batutina T.Ya. Dinamicheskaya neustoychivost obtekateley raket-nositeley v sverkhzvukovom gazovom potoke. *Tez. dokl. V Mezhdunarodnoy konferentsii «Kosmicheskie tehnologii: nastoyashee i budushee»*, g. Dnepr, 2015.– S.31.
6. Berdnik M.G. Matematichne modeljuvannya temperaturnogo polja v cilindri, yakij obertaet'sja, z urahuvannjam kincevoi shvidkosti poshirennja tepla / M.G. Berdnik // *Pitannja prikladnoi matematiki i matematichnogo modeljuvannya*. – Dnipropetrovs'k: DNU, 2005. – S. 37-44.
7. Markovich B. M. Rivnjannja matematichnoi fiziki/B. M. Markovich. - L'viv: L'vivs'ka politehnika, 2010. – 384 c.
8. Lopushanska, G.P. Peretvorennja Furje, Laplasa: uzagalnennja ta zastosuvannja. L'viv.: LNU im. Ivana Franka, 2014. –152 s.
9. Berdnyk M. The mathematic model and method for solving the dirichlet heat-exchange problem for empty isotropic rotary body / M. Berdnyk // *Non-Traditional Technologies in the Mining Industry. Solid State Phenomena Vol. 277 – Trans Tech Publications, Switzerland– 2018 - pp 168-177.*

Received 18.01.2022.

Accepted 21.01.2022.

***Mathematical model and method of solving the generalized
dirichle problem of heat exchange of a cut count***

The choice of thermal protection of the rocket fairing is approached with special care, because the fairing must protect against aerodynamic heating, radiation, temperature changes. Currents with large Mach numbers are accompanied by gas dynamic and physicochemical effects. When flowing around the blunt body, a shock wave is formed, which departs from the body, remaining in the vicinity of the frontal point almost equidistant to its surface. Physico chemical effects are due to rising temperatures caused by the inhibition of gas by the shock wave. At the same time there is a transition of kinetic energy of a stream rushing in thermal, fluctuating degrees of freedoms of gas molecules are excited, its dissociation and even ionization begins. Therefore, among the problems of great theoretical and practical interest is the problem of studying the temperature fields arising in the fairings for missiles in the form of a truncated cone, which rotate around its axis, given the finiteness of the rate of heat propagation.

In the article the mathematical model of calculation of temperature fields for a truncated cone is constructed for the first time which approximately models distribution of temperature fields which arise in fairings for rockets, with taking into account the angular velocity and the final speed heat distribution in the form of a boundary value problem of mathematical physics for hyperbolic equation of thermal conductivity with boundary conditions Dirichlet. A new integral transformation for a two dimensional finite space is constructed, in the application of which the temperature field in the form of a convergent series is found. The solution found can be used to predict the possible value of thermomechanical stresses, to promote the correct choice of technological parameters, objective control, allows to identify ways to improve the thermal protection of fairings for missiles.

Бердник Михайло Геннадійович - доктор технічних наук, професор кафедри програмного забезпечення комп'ютерних систем, Національний технічний університет "Дніпровська політехніка".

Berdnyk Mykhailo Hennadiiovych - doctor of technical sciences, professor, department of computer systems software, National Technical University Dnipro Polytechnic .