

Подібним чином можна розташовувати будь-які обертальні рідинаповнені пристрої, призначені для виконання різноманітних завдань.

Використання уніфікованих блоків, кожний з яких вміщує один рідинаповнений пристрій, спрощує конструювання машини в цілому, здешевлює її розробку та виробництво. Цей принцип робить рідинаповнені пристрої одноподібною деталлю, для якої створені не тільки принципіві методи розрахунку, конструювання та виробництва, а й принципи застосування їх у машинах для втілення новітніх фізико-хімічних та інших технологій.

Використання уніфікованих блоків для розміщення обертальних пристроїв дозволяє також здійснити роздільний механічний привод для кожного пристрою, що є актуальним сьогодні при конструюванні машин.

1.Рябчиков М.Л. Теорія та практика створення рідинаохолоджувальних пристроїв у технологічних процесах обробки рулонних матеріалів // Вісн. техн. ун-ту Поділля. – 1999. – № 4. – С.16-18.

2.Рябчиков Н.Л., Оболенская Т.А., Безбородов С.Н. и др. Формирование профиля полимерных пленок при каландрировании на жидконагревательных барабанах // Вестн. Харьк. гос. политехн. ун-та. Вып.43. – Харьков: ХПИ, 1999. – С.144-148.

3.Рябчиков М.Л. Концепція рідинаповнених барабанів для обробки рулонних матеріалів у легкій промисловості // Вісн. техн. ун-ту Поділля. – 1999. – №3. – С.50-53.

Отримано 20.04.2001

УДК 614.84:664

И.А.КРИСА, В.П.МАМОН, канд. техн. наук,
В.П.ОЛЬШАНСКИЙ, д-р физ.-матем. наук,
А.П.САФРОНОВА, канд. физ.-матем. наук
Академия пожарной безопасности Украины, г.Харьков

УСТАНОВИВШЕЕСЯ ТЕМПЕРАТУРНОЕ ПОЛЕ СТЕРЖНЕВОГО САМОНАГРЕВАНИЯ СЫРЬЯ В ПРЯМОУГОЛЬНОМ СИЛОСЕ

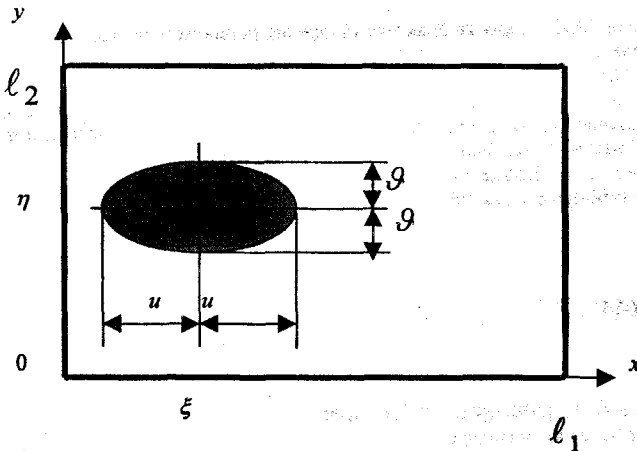
Разложено в двойной тригонометрический ряд решение краевой задачи теплопроводности для стержневого очага (внутреннего термоисточника) эллиптического поперечного сечения. Проанализировано влияние месторасположения очага и условий теплообмена на уровень достигаемой избыточной температуры.

Стационарная задача теплопроводности для пяти вариантов условий теплообмена на краях силоса прямоугольной формы рассматривалась в работе [1]. Источником самонагрева был внутренний стержневой очаг прямоугольного поперечного сечения. В отличие от названной работы ниже построено решение для внутреннего очага эллиптического сечения.

В условиях постоянства теплофизических характеристик стационарное температурное поле самонагрева сырья описывается дифференциальным уравнением Пуассона

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} = -\frac{1}{\lambda} \begin{cases} q_0 & \text{при } x, y \in D \\ 0 & \text{при } x, y \notin D. \end{cases} \quad (1)$$

Здесь $T = T(x, y)$ – избыточная температура; λ – коэффициент теплопроводности насыпи; q_0 – объемная плотность термоисточников в эллиптической области D , заштрихованной на рисунке; u, g – ее полуоси; ξ, η – координаты центра эллипса; $хоу$ – прямоугольная система координат; l_1, l_2 – размеры сечения силоса.



Расчетная схема

Построим сначала решение краевой задачи для случая идеального теплообмена на всех гранях: $x=0$; $x=l_1$; $y=0$; $y=l_2$. Оно служит нижней границей избыточной температуры. Если эта граница окажется выше, чем пожароопасный прирост температуры, то будет выполнено достаточное условие самовозгорания насыпи. Поэтому расчет нижней границы представляет практический интерес. Знание ее позволяет дать заключение о пожарной опасности конкретных параметров очага самонагрева.

1. Решение, равное нулю на контуре прямоугольника, ищем в виде двойного ряда

$$T = T(x, y) = \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} a_{mn} \sin(\alpha_m x) \sin(\beta_n y), \quad (2)$$

где $\alpha_m = m\pi l_1^{-1}$; $\beta_n = n\pi l_2^{-1}$.

Подставив его в уравнение (1), получаем интегралы для вычисления неизвестных коэффициентов

$$a_{mn} = \frac{4q_0 \cdot I_{mn}}{\lambda l_1 l_2 (\alpha_m^2 + \beta_n^2)}; \quad I_{mn} = \iint_D \sin(\alpha_m x) \sin(\beta_n y) dx dy. \quad (3)$$

Выполним аналитическое интегрирование по эллиптической области D . Перейдем к новым переменным ρ, φ по формулам

$$x = \xi + u\rho \cos \varphi; \quad y = \eta + \vartheta\rho \sin \varphi.$$

В новых переменных

$$I_{mn} = u\vartheta \sin(\alpha_m \xi) \sin(\beta_n \eta) \int_0^1 \rho d\rho \int_0^{2\pi} \cos(\alpha_m u\rho \cos \varphi) \cos(\beta_n \vartheta\rho \sin \varphi) d\varphi. \quad (4)$$

Далее воспользуемся рядом Ангера-Якоби [2]

$$\begin{aligned} & \cos(\alpha_m u\rho \cos \varphi) \cdot \cos(\beta_n \vartheta\rho \sin \varphi) = \\ & = \sum_{k=0}^{\infty} (2 - \delta_{k0}) (-1)^k J_{2k}(s_{mn}\rho) \cos(2k\varphi) \cos(2k\Theta). \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь $s_{mn} = ((\alpha_m u)^2 + (\beta_n \vartheta)^2)^{1/2}$; $\Theta = \frac{\beta_n \vartheta}{\alpha_m u}$; δ_{k0} - символ

Кронекера; J_{2k} - функция Бесселя первого рода порядка $2k$.

Подставив ряд (5) в выражение (4), проводим интегрирование по φ . Это дает:

$$I_{mn} = 2\pi u\vartheta \sin(\alpha_m \xi) \sin(\beta_n \eta) \int_0^1 \rho J_0(s_{mn}\rho) d\rho, \quad (6)$$

При интегрировании по ρ учтем, что [2]

$$\int_0^1 \rho J_0(s_{mn}\rho) d\rho = \frac{\rho}{s_{mn}} J_1(s_{mn}\rho) \Big|_0^1 = \frac{J_1(s_{mn})}{s_{mn}}. \quad (7)$$

Таким образом, на основании выражений (2)-(7) получаем нижнюю границу прироста температуры в форме двойного ряда:

$$T = T_1(x, y) = B \cdot \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{J_1(s_{mn})}{s_{mn}(\alpha_m^2 + \beta_n^2)} \times$$

$$\times \sin(\alpha_m \xi) \sin(\beta_n \eta) \sin(\alpha_m x) \sin(\beta_n y), \quad B = \frac{8\pi q_0 u \vartheta}{\lambda l_1 l_2}. \quad (8)$$

Сравнивая разложение (8) с тем, что получено в работе [1] для очага прямоугольного сечения размерами $2R_1 \times 2R_2$, убеждаемся, что оно отличается от опубликованного ранее только множителем $\pi u \vartheta \cdot s_{mn}^{-1} J_1(s_{mn})$, записанным вместо произведения $2(\alpha_m \beta_n)^{-1} \sin(\alpha_m R_1) \sin(\beta_n R_2)$. Поэтому открывается возможность, опираясь на результаты работы [1], формальной заменой там некоторых множителей построить решения и для других вариантов граничных условий. Выполним такие построения.

2. Будем сначала предполагать, что грань силоса $x = l_1$ термоизолирована, а на других гранях ($x = 0; y = 0; y = l_2$) происходит идеальный теплообмен с внешней средой. Для такого варианта граничных условий согласно [1] находим

$$T = T_2(x, y) = B \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{J_1\left(\sqrt{(\mu_m u)^2 + (\beta_n \vartheta)^2}\right)}{\left((\mu_m u)^2 + (\beta_n \vartheta)^2\right)^{1/2} (\mu_m^2 + \beta_n^2)} \times$$

$$\times \sin(\mu_m \xi) \sin(\beta_n \eta) \sin(\mu_m x) \sin(\beta_n y), \quad \mu_m = \frac{(2m-1)\pi}{2l_1}. \quad (9)$$

3. В третьем варианте краевых условий считаем, что грани $x = 0$ и $x = l_1$ термоизолированы, а на гранях $y = 0, y = l_2$ избыточная температура равна нулю. В этом случае

$$T = T_3(x, y) = B \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{J_1(s_{mn})}{s_{mn}(1 + \delta_{m0})(\alpha_m^2 + \beta_n^2)} \times$$

$$\times \cos(\alpha_m \xi) \sin(\beta_n \eta) \cos(\alpha_m x) \sin(\beta_n y). \quad (10)$$

4. Аналогично [1] четвертым вариантом краевых условий принимаем отсутствие теплообмена на гранях $x = 0; x = l_1; y = l_2$ и отсутствие прироста температуры на грани $y = 0$. Температурное поле

при таком теплообмене описывается решением

$$T = T_4(x, y) = B \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{J_1\left(\sqrt{(\alpha_m u)^2 + (v_n \vartheta)^2}\right)}{(1 + \delta_{m0})\left((\alpha_m u)^2 + (v_n \vartheta)^2\right)^{1/2} (\alpha_m^2 + v_n^2)} \times \cos(\alpha_m \xi) \sin(v_n \eta) \cos(\alpha_m x) \sin(v_n y), \quad v_n = \frac{(2\pi - 1)\pi}{2\ell_2} \quad (11)$$

5. Отличительной чертой пятого варианта граничных условий является отсутствие теплообмена на гранях $x = \ell_1$; $y = \ell_2$ и прироста температуры на гранях $x = 0$; $y = 0$. Такому варианту краевых условий согласно [1] соответствует

$$T = T_5(x, y) = B \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{J_1\left(\sqrt{(\mu_m u)^2 + (v_n \vartheta)^2}\right)}{\left((\mu_m u)^2 + (v_n \vartheta)^2\right)^{1/2} (\mu_m^2 + v_n^2)} \times \sin(\mu_m \xi) \sin(v_n \eta) \sin(\mu_m x) \sin(v_n y) \quad (12)$$

В случае стержневого очага эллиптического сечения не удастся свернуть двойные ряды в одинарные, как это удалось в [1] для очага прямоугольного сечения. Поэтому при расчете избыточной температуры приходится численно суммировать на компьютере много членов разложений. В связи с этим проанализируем практическую сходимость предложенных решений. В табл.1 приведены безразмерные значения избыточной температуры $\bar{T}(\xi, \eta) = \lambda T_1(\xi, \eta) (q_0 \ell_1 \ell_2)^{-1}$, вычисленные по формуле (8). Расчет выполнен при $\ell_1 = \ell_2 = \ell$; $\xi = \eta = \ell/2$; $u/\vartheta = 2$ и различных отношениях u/ℓ . При вычислении температуры в каждом из рядов (8) удерживали по N членов. Как видим, сходимость рядов при малых отношениях u/ℓ очень медленная и для получения точности в два знака после запятой приходится вычислять до 10000 членов двойного ряда.

В табл.2 записаны безразмерные значения температуры $\bar{T}(\xi, \eta)$, вычисленные по формуле (8), при $\ell_1 = \ell_2 = \ell$; $u \cdot \vartheta = 0,01\ell^2$; $\xi = \ell/2$ и различных отношениях u/ℓ и η/ℓ . Изменение отношения u/ℓ соответствует изменению формы эллиптического сечения, так

что при $u/\ell = 0,1$ оно является кругом, а при $u/\ell = 0,5$ становится узким вытянутым эллипсом, который в точках $(0, \eta), (\ell, \eta)$ касается стенок силоса. Постоянство произведения $u \cdot \mathcal{G}$ обеспечивает сохранение суммарной мощности тепловыделения очага при изменении его формы. От отношения η/ℓ зависит месторасположение очага в силосе.

Таблица 1 – Значения $10^3 \bar{T}(\xi, \eta)$, вычисленные при различных N и u/ℓ

N	$\frac{u}{\ell} = 0,01$	$\frac{u}{\ell} = 0,05$	$\frac{u}{\ell} = 0,1$	$\frac{u}{\ell} = 0,2$	$\frac{u}{\ell} = 0,3$
5	0,06	1,42	5,39	17,73	31,12
10	0,07	1,69	6,05	17,86	31,01
20	0,09	1,94	6,20	17,76	30,91
50	0,11	1,98	6,18	17,80	30,91
100	0,12	1,98	6,18	17,80	30,91
200	0,12	1,98	6,18	17,80	30,91

Таблица 2 – Значения $10^3 \bar{T}(\xi, \eta)$ для различных η/ℓ и u/ℓ

η/ℓ	$\frac{u}{\ell} = 0,1$	$\frac{u}{\ell} = 0,2$	$\frac{u}{\ell} = 0,3$	$\frac{u}{\ell} = 0,4$	$\frac{u}{\ell} = 0,5$
0,1	5,80	5,16	4,19	3,45	2,90
0,3	10,14	9,06	7,67	6,50	5,54
0,5	10,93	9,81	8,36	7,14	6,10

Расчет показывает, что из семейства стержневых очагов эллиптического сечения постоянной мощности наибольший прирост температуры дает очаг кругового сечения, когда его центр находится в центре силоса. Однако этот вывод не относится к другим вариантам граничных условий. В табл.3 содержатся безразмерные значения избыточной температуры $\bar{T}(\ell, \ell/2)$ в точке касания очага правой термоизолированной грани силоса $x = \ell$. Расчет выполнен по формулам (9)-(12) для четырех вариантов граничных условий при $\ell_1 = \ell_2 = \ell$; $u \cdot \mathcal{G} = 0,01\ell^2$; $\xi = \ell - u$; $\eta = \ell/2$ и разных значениях u/ℓ . Если $u/\ell > 1/10$, то эллиптическое сечение очага вытянуто в направлении, перпендикулярном к термоизолированной грани. При $u/\ell < 0,1$ оно вытянуто в направлении параллельном этой грани. Случай $u/\ell = 0,1$ соответствует круговому сечению.

Таблица 3 – Значения $10^3 \bar{T}(\ell, \ell/2)$ для различных граничных условий

Варианты граничных условий	$\frac{u}{\ell} = 0,5$	$\frac{u}{\ell} = 0,3$	$\frac{u}{\ell} = 0,1$	$\frac{u}{\ell} = 0,05$	$\frac{u}{\ell} = 0,02$
2	6,11	10,12	18,51	19,15	12,96
3	6,61	10,36	18,67	19,29	13,07
4	14,46	18,63	27,29	27,99	22,04
5	9,49	14,66	23,78	24,55	18,84

Анализ результатов, приведенных в табл.3, свидетельствует, что максимум избыточной температуры в точке касания грани с очагом достигается для сечения, несколько вытянутого вдоль термоизолированной грани, т. е. соответствует не круговому, а эллиптическому сечению. Величина максимума существенно зависит от условий теплообмена на остальных гранях силоса. Самые высокие температуры наблюдаются для четвертого варианта граничных условий, когда термоизолированы три грани силоса.

В случае двух термоизолированных граней (варианты 3, 5) к более высокой избыточной температуре приводит вариант 5, где термоизолированные грани смежные, а не противоположные, как в варианте 3. Аналогичный вывод был получен и в работе [1] для очага прямоугольного сечения.

Представляет интерес сравнить значения избыточной температуры, вызванной очагами эллиптического и прямоугольного сечений. Равенство мощностей термоисточников будет при соблюдении соотношений

$$2R_1 = u\sqrt{\pi}; \quad 2R_2 = g\sqrt{\pi},$$

где $2R_1, 2R_2$ – размеры прямоугольного сечения.

Результаты расчетов для двух форм очагов приведены в табл.4.

Таблица 4 – Значения $10^3 \bar{T}(\bar{x}, \ell/4)$ для двух форм очагов

Сечение очага	$\bar{x} = 0,05$	$\bar{x} = 0,15$	$\bar{x} = 0,25$	$\bar{x} = 0,35$	$\bar{x} = 0,45$
эллипс	0,84	3,16	5,08	3,65	1,94
прямоугольное	0,84	3,11	5,03	3,60	1,94

Эти результаты получены при: $\ell_1 = \ell_2 = \ell$; $\xi = \eta = \ell/4$; $u/\ell = 0,1$; $g/u = 1/2$; $x = \bar{x}/\ell$. Значения температуры для очага эллиптического сечения вычислены по формуле (8), а для очага прямоугольного сечения найдены с помощью решений, опубликованных в

[1]. Сравнение результатов показывает, что с небольшой погрешностью, особенно за пределами очага, расчет температуры можно проводить для обеих форм сечений с помощью простых решений работы [1] в виде одинарного тригонометрического ряда, если учитывать условие равенства мощностей термисточников.

1.Криса И.А., Ольшанский В.П. Температурная задача установившегося стержневого самонагрева сырья в силосе прямоугольного сечения // Интеграція технології та енергозбереження. – 2001. – № 1. – С.67-76.

2.Абрамовиц А., Стиган И. Справочник по специальным функциям. – М.: Наука, 1979. – 832 с.

Получено 10.04.2001

УДК 72.03+069.44+719.025

В.И.ТОРКАТЮК, д-р техн. наук, С.Л.ДМИТРИЕВ

Харьковская государственная академия городского хозяйства

Д.И.ВАСИЛЬЕВ

ООО ПКФ "Силуэт", г.Харьков

К ПРОБЛЕМЕ ФОРМИРОВАНИЯ СИСТЕМ БЕЗОПАСНОГО ФУНКЦИОНИРОВАНИЯ МУЗЕЕВ И ИХ ФОНДОХРАНИЛИЩ

Проблема формирования систем безопасного функционирования музеев и их фондохранилищ вызывает необходимость оценки факторов, которые оказывают наибольшее влияние на эффективность их работы и рассматриваются в настоящей работе.

Накопленный человечеством в ходе его социокультурной истории опыт оказывает неоценимую помощь в решении современных социально-политических проблем в Украине. Он аккумулируется в культурном наследии, имеющем не только материальную, но и духовную ценность и сохраняемом нациями. Такие ценности, как правило, содержатся в специфических помещениях: фондохранилищах и экспозициях музеев. Условия их хранения требуют особых параметров микроклимата, обеспечения электробезопасности, пожарной безопасности и др., т.е. решаются проблемы сохранения музейных ценностей и безопасности большого числа людей.

Невыполнение мероприятий по обеспечению хранения материальных ценностей, безопасности посетителей и обслуживающего персонала в музеях сопряжено с большими материальными и историко-культурными потерями как для нации, так и для всего человечества [1]. Данные о санитарно-гигиеническом и техническом состоянии, противопожарной защите музеев Украины [2] свидетельствуют о серьезности задач обеспечения безопасности посетителей, обслуживающего персонала, сохранения исторических и культурных ценностей. По-