



Про розрахунок і прогноз температури в стрижневому осередку самозигрівання сировини в силосі

В.П. Ольшанський¹, М.В. Сліпченко², О.В. Ольшанський³, О.М. Шукасва

Державний біотехнологічний університет, (м.Харків, Україна)

email: ² Slipchenko_M@ukr.net, ⁴ Lelicmalec@ukr.net

ORCID: ¹ 0000-0003-1407-4476, ² 000-0002-9728-661X, ⁴ 0000-0002-8224-7394

Викладено наближений спосіб розрахунку температури в неоднорідному стрижневому осередку без чіткої межі в припущенні значного відділення його центру від стінок силосу, коли умови теплообміну на них мало впливають на температурний процес в центрі осередку. Прийнято нормальний закон Гауса стосовно розподілу термоджерел по радіальній координаті. Для побудови аналітичного розв'язку нестационарної вісесиметричної задачі теплопровідності використано інтегральне перетворення Ханкеля. Такий розв'язок має сенс, коли центр осередку самонагрівання значно відділений від стінок силосу і можна знехтувати впливом їх термообміну на розподіл температури в осередку. Виведено компакту формулу для обчислення приросту надлишкової температури в центрі осередку самонагрівання з плином часу. Зміну температури в інших точках виражено за допомогою інтегральної показникової функції. Розрахунками показано, що для вибраного розподілу термоджерел найбільш швидко надлишкова температура зростає в центрі осередку та його околі. Запропоновано спосіб використання виведених формул для проведення ідентифікації щільності термоджерел в осередку. Він передбачає експериментальне вимірювання надлишкової температури в центрі осередку в два моменти часу на початку самонагрівання. Таким чином, в основі дослідження лежить теоретико-експериментальний метод. Наведено приклади ідентифікації щільності термоджерел. Після ідентифікації розрахункові формули, узгоджені з експериментом, стають придатними для теоретичного прогнозу розвитку температури в сировині. Викладений спосіб простий в практичній реалізації. Він не потребує складання спеціальних комп'ютерних програм, хоча пов'язаний з розв'язуванням оберненої задачі теплопровідності, яка відноситься до математично некоректних задач. Отримані залежності дають можливість ідентифікувати щільність термоджерел в осередку і після цього стають придатними для прогнозу розвитку температури самозигрівання сировини в часі. Адекватність одержаних теоретичних результатів підтверджена проведеними обчисленнями.

Ключові слова: самонагрівання сировини в силосі, стрижневий осередок без чіткої межі, надлишкова температура, інтегральне перетворення Ханкеля, ідентифікація щільності термоджерел, прогноз розвитку температури

Вступ. Зберігання рослинної сировини є етапом її безпосередньої технології, а також частиною технологічного процесу отримання продукції тваринництва. Недотримання технології зберігання сировини, може призвести до погіршення її властивостей. Це погіршує її біологічну цінність, а при використанні її для годівлі тварин може призвести до отруєння та загибелі худоби.

Аналіз літературних даних та постановка проблеми. Внаслідок самонагрівання рослинної сировини погіршуються умови її зберігання, а в окремих випадках виникають навіть пожежі в сховищах. Тому це явище привертає увагу багатьох дослідників з метою його запобігання або

своєчасного припинення процесу нагрівання [1-4]. Існують спеціальні системи термоконтролю сировини та аналізу складу газового середовища, що межує з сировиною. Питанням розрахунку температурних полів, породжених осередками самонагрівання, присвячено дуже багато публікацій, тому вкажемо лише деякі з них. Це роботи, де осередок беруть у вигляді кулі, який називають гніздовим [5-7]. Відомі публікації, в яких осередок обмежений двома поперечними перерізами силосу, або так званий пластовий осередок [8, 9]. Існують також математичні моделі теплових полів, де осередок має один із розмірів значно більший за інші, що нагадує стрижень [10-12]. Тут теж вивчаємо

температурне поле, породжене стрижневим осередком, але, на відміну від інших досліджень, він не має чіткої межі. Для цього розподіл термоджерел вважаємо вісесиметричним і підпорядковуємо за радіальною координатою нормальному закону. Розв'язок задачі нестационарної теплопровідності будемо інтегральним перетворенням Ханкеля. Такий розв'язок має сенс, коли центр осередку самонагрівання значно відділений від стінок силосу і можна знехтувати впливом їх термообміну на розподіл температури в осередку. Локалізація поля надлишкової температури можлива внаслідок слабкої теплопровідності сировини. Для визначення параметрів теплогерел в осередку пропонується провести два заміри температури в його центрі в різні моменти часу на початковому етапі самонагрівання. Після ідентифікації параметрів стає можливим розрахунковий прогноз розвитку температури в осередку з плином часу. Таким чином, в основі дослідження лежить теоретико-експериментальний метод, який використовували і в інших публікаціях [5, 8, 13].

Метою статті є виведення формул для ідентифікації параметрів внутрішнього джерела самонагрівання з подальшим розрахунковим прогнозом наростання температури в осередку сировини.

Викладення основного матеріалу.

Розподіл надлишкової температури $T(r, t)$ в осередку описуємо диференціальним рівнянням:

$$\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} - \frac{1}{a} \frac{\partial T}{\partial t} = -\frac{q(r)}{\lambda} H(t), \quad (1)$$

де r – радіальна координата з початком в центрі осередку; t – час; $a = \lambda/(\rho c)$ – коефіцієнт температуропровідності сировини; λ – коефіцієнт її теплопровідності; ρ , c – відповідно питома маса і питома теплоємність сировини; $H(t)$ – одинична функція Хевісайда; $q(r)$ – питома щільність термоджерел в осередку. Її задаємо виразом:

$$q(r) = q_0 \exp\left(-\frac{r^2}{b}\right), \quad (2)$$

в якому $q_0 = q(0)$ – максимальне значення щільності; $b > 0$ – стала, що характеризує темп спадання щільності за координатою r .

Зазначимо, що нормальний розподіл термоджерел у гніздовому осередку раніше розглядали в [4, 5]. Початковою умовою до (1) приймаємо:

$$T(r, 0) = 0.$$

Для побудови аналітичного розв'язку рівняння (1) скористаємось інтегральним перетворенням Ханкеля:

$$\bar{T}(s, t) = \int_0^\infty T(r, t) J_0(sr) dr,$$

де $J_0(sr)$ – функція Бесселя нульового індексу; $s \geq 0$ – параметр перетворення.

В просторі зображень рівняння (1) набуває вигляд:

$$\frac{\partial \bar{T}(s, t)}{\partial t} + as^2 \bar{T}(s, t) = a\bar{q}(s). \quad (3)$$

Тут

$$\bar{q}(s) = \frac{1}{\lambda} \int_0^\infty q(r) J_0(sr) r dr. \quad (4)$$

Підстановкою (2) в (4) отримуємо квадратуру:

$$\bar{q}(s) = \frac{q_0}{\lambda} \int_0^\infty r \exp\left(-\frac{r^2}{b}\right) J_0(sr) dr.$$

Цей інтеграл відноситься до табличних. Використовуючи таблиці [14, с. 730], знаходимо:

$$\bar{q}(s) = \frac{bq_0}{2\lambda} \exp\left(-\frac{bs^2}{4}\right). \quad (5)$$

Диференціальне рівняння (3) має розв'язок:

$$\bar{T}(s, t) = \frac{\bar{q}(s)}{s^2} [1 - \exp(-as^2 t)],$$

який з урахуванням (5) зводиться до наступного:

$$\bar{T}(s, t) = \frac{q_0 b}{2\lambda} \frac{1}{s^2} [1 - \exp(-as^2 t)] \exp\left(-\frac{bs^2}{4}\right).$$

Зворотнім перетворенням Ханкеля отримуємо інтегральне подання температури в осередку самонагрівання:

$$\begin{aligned} T(r, t) &= \int_0^\infty \bar{T}(s, t) J_0(sr) s ds = \\ &= \frac{q_0 b}{2\lambda} \times \int_0^\infty \frac{1}{s^2} [1 - \exp(-as^2 t)] \times \\ &\quad \times \exp\left(-\frac{bs^2}{4}\right) \cdot s J_0(sr) ds. \end{aligned} \quad (6)$$

Досить просто цей інтеграл обчислити в центрі осередку ($r = 0$), де температура самонагрівання максимальна. Там: $J_0(sr) = 1$ і

$$\begin{aligned} T(0, t) &= \frac{bq_0}{2\lambda} \int_0^\infty \frac{1}{s} \left\{ \exp\left(-\frac{bs^2}{4}\right) - \right. \\ &\quad \left. - \exp\left[-s^2 \left(at + \frac{b}{4}\right)\right] \right\} \cdot ds = \\ &= \frac{bq_0}{4\lambda} \int_0^\infty \frac{1}{u} \left\{ \exp\left(-\frac{bu}{4}\right) - \right. \\ &\quad \left. - \exp\left[-u \left(at + \frac{b}{4}\right)\right] \right\} \cdot du. \end{aligned} \quad (6)$$

У підсумку, враховуючи [14, с. 348], одержуємо:

$$\begin{aligned} T(0, t) &= \frac{bq_0}{4\lambda} \ln \frac{at + \frac{b}{4}}{\frac{b}{4}} = \\ &= \frac{bq_0}{4\lambda} \ln \left(1 + \frac{4a \cdot t}{b}\right). \end{aligned} \quad (7)$$

Ця формула зручна для розрахунку температури в центрі осередку та ідентифікації параметрів q_0 і b .

Щоб знайти $T(r, t)$ при $r > 0$, скористаємось інтегральним поданням:

$$\frac{1}{s^2} [1 - \exp(-as^2t)] = \int_0^{atf(-s^2x)} \exp. \quad (8)$$

Підстановкою (8) в (6) отримуємо:

$$T(r, t) = \frac{bq_0}{2\lambda} \int_0^{atf[-s(\frac{b}{4}+x)]_0^{(sr)}} \int_0^\infty s \cdot \exp.$$

Тут внутрішній інтеграл відноситься до табличних [14, с. 730]. Тому:

$$T(r, t) = \frac{bq_0}{\lambda} \int_0^{atf(\frac{r^2}{-b+4x})} \frac{1}{b+4x} \exp. \quad (9)$$

Підстановкою $b + 4x = u$ виразу (9) надаємо вигляд:

$$T(r, t) = \frac{bq_0}{4\lambda} \int_0^{b+4atf(\frac{r^2}{u})} \frac{1}{u} \exp,$$

звідки переходом до нової змінної інтегрування $y = 1/u$ одержуємо:

$$T(r, t) = \frac{bq_0}{4\lambda} \int_{1/(b+4at)}^{1/bf(-r^2y)} \frac{1}{y} \exp. \quad (10)$$

Якщо $r = 0$, то інтеграл (10) стає табличним і зводиться до (7). У загальному випадку (10) виражається через інтегральну показникову функцію від'ємного аргументу $Ei(-z)$. Використовуючи таблиці [14, с. 324], одержуємо:

$$\begin{aligned} T(r, t) &= \frac{bq_0}{4\lambda} \left[Ei\left(-\frac{r^2}{b}\right) - \right. \\ &\quad \left. - Ei\left(-\frac{r^2}{b+4at}\right) \right] = \\ &= \frac{bq_0}{4\lambda} \left\{ \ln\left(1 + \frac{4at}{b}\right) + \right. \\ &\quad \left. + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^n}{n \cdot n!} \left[\left(\frac{r^2}{b}\right)^n - \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - \left(\frac{r^2}{b+4at}\right)^n \right] \right\}. \quad (11) \end{aligned}$$

Із (1) при $r = 0$, теж впливає формула (7), а при $r > 0$ розрахунок температури зводиться до обчислення сум рядів, які при $r < \sqrt{b}$ мають дуже швидко збіжність. Більше того, для обчислення $T(r, t)$ можна використовувати таблиці $Ei(-z)$, надруковані в [15] та інших виданнях із спеціальних функцій.

Для розрахунку зростання надлишкової температури потрібні значення параметрів осередку

q_0 і b . Щоб ідентифікувати їх, доводиться проводити експериментальне вимірювання температури в певні моменти часу. Припустимо, що виміряні значення $T_1 = T(0, t_1)$ і $T_2 = T(0, t_2)$ в центрі осередку. Тоді їх відношення η , згідно з (7), становитиме:

$$\frac{T_2}{T_1} = \eta = \frac{\ln(1 + 4a t_2/b)}{\ln(1 + 4a t_1/b)}.$$

Звідси випливає, що b є коренем трансцендентного рівняння:

$$\ln\left(1 + 4\frac{a t_2}{b}\right) = \eta \cdot \ln\left(1 + 4\frac{a t_1}{b}\right)$$

або

$$1 + 4\frac{a t_2}{b} = \left(1 + 4\frac{a t_1}{b}\right)^\eta. \quad (12)$$

Якщо вимірювання T_1 відбулося на початку самозігрівання, коли $z = 4a t_1/b < 1$, то розгорнувши праву частину рівняння (12) в біноміальний ряд, у наближенні:

$$\begin{aligned} n \approx (1+z)^n \approx 1 + \eta z + \\ + \frac{\eta(\eta-1)}{2} z^2 + \frac{\eta(\eta-1)(\eta-2)}{6} z^3, \end{aligned}$$

отримуємо:

$$\begin{aligned} z = \frac{3}{2(2-\eta)} - \\ - \sqrt{\frac{9}{4(2-\eta)^2} - \frac{6(\eta - \frac{t_2}{t_1})}{\eta(\eta-1)(\eta-2)}}; \quad (13) \end{aligned}$$

$\eta > 1, \quad \eta \neq 2$.

Якщо $\eta = 2$, то $z = \frac{t_2}{t_1} - 2$.

Обчисливши z , далі легко знайти b , бо:

$$b = \frac{4at_1}{z}. \quad (14)$$

У загальному випадку рівняння (12) доводиться розв'язувати ітераційним методом. Для цього уведенням позначення $\xi = 4a/b$ йому надаємо вигляд:

$$(1 + \xi t_1)^\eta - \xi t_2 - 1 = 0.$$

Тоді за схемою Ньютона:

$$\begin{aligned} \xi_{n+1} = \xi_n - \frac{(1 + \xi t_1)^\eta - \xi t_2 - 1}{\eta t_1 (1 + \xi t_1)^{\eta-1} - t_2}, \quad (15) \\ n = 1, 2, 3, \dots \end{aligned}$$

Обчисливши з заданою точністю ξ_{n+1} , потім знаходимо і параметр $b \approx 4a/\xi_{n+1}$.

Крім аналітичних способів, значення b можна наближено знаходити і графічним методом, якщо зафіксувати відношення t_2/t_1 . При $t_2 = 2t_1$ і $t_2 = 3t_1$ маємо відповідно:

$$\eta = \ln \frac{1+2z}{1+z} \text{ і } \eta = \ln \frac{1+3z}{1+z}.$$

Графічно ці залежності показано на рис. 1.

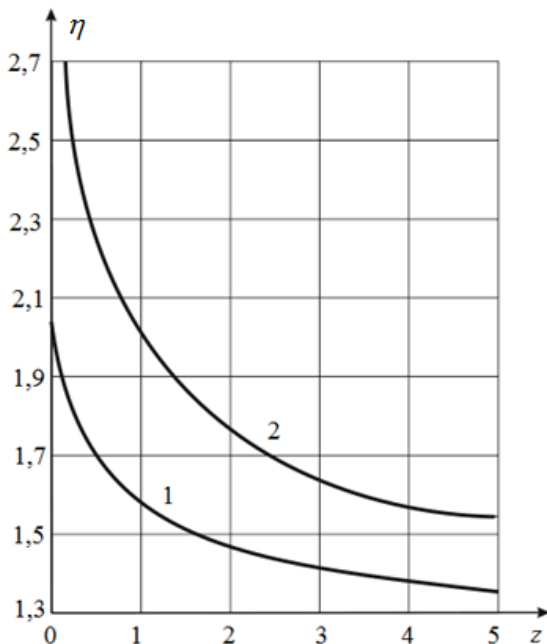


Рис. 1. Залежності η від z :
 1) $t_2/t_1 = 2$; 2) $t_2/t_1 = 3$

Обчисливши значення b , далі знаходимо і q_0 , оскільки, згідно з (7):

$$q_0 = \frac{4\lambda T_1}{b} \left[\ln \left(1 + 4 \frac{a t_1}{b} \right) \right]^{-1}. \quad (16)$$

Для ілюстрації можливостей викладеної теорії розглянемо приклади. Сировиною вибираємо зерно, у якого [1] $\lambda = 0,15$ Вт/мК; $a = 1,8 \cdot 10^{-7}$ м²/с = $1,5552 \cdot 10^{-2}$ м²/добу.

Приклад 1. Припустимо, що за результатами вимірювання при $t_1 = 5$ діб $T_1 = 5^\circ\text{C}$, а при $t = 10$ діб $T_2 = 9^\circ\text{C}$. Тоді $\eta = 1,8$ і підставивши його в (13), одержуємо $z = 0,2831$. Для нього за формулою (14) $b = 1,099$ м². Щоб уточнити цю відповідь, скористаємось ітераційною формулою (15). Початковим наближенням приймаємо $\xi_1 = 4a/b = 0,0566\text{с}^{-1}$. Провівши ітерації одержуємо: $\xi_2 = 0,05654$ с⁻¹; $\xi_3 = 0,05654$ с⁻¹. Уточнене значення $b = 4a/\xi_3 = 1,100$ м². Підставивши це значення b в формулу (16) знаходимо: $q_0 = 10,952$ Дж/м². Таким чином, формула (7) набуває вигляд:

$$T(0, t) = 20,079 \cdot \ln(1 + 0,05655t) \text{ } ^\circ\text{C}. \quad (17)$$

Задавши в (17) $t = 10$ діб, отримуємо $T(0, t) \approx 8,9995^\circ\text{C}$, що близьке до значення 9°C , яке вважали експериментальним. Отже формула (17) може використовуватись для розрахункового прогнозу розвитку температури в центрі осередку.

Приклад 2. Нехай за результатами вимірювання температури при $t_1 = 5$ діб $T_1 = 5^\circ\text{C}$, а при $t = 15$ діб $T_2 = 10^\circ\text{C}$. Відношення цих температур $\eta = 2$. Тоді згідно з (13) $z = 3 - 2 = 1$; $b = 0,31104$ м². Спроба уточнити цей результат ітераціями дає: $\xi_1 = 0,2\text{с}^{-1}$; $\xi_2 = 0,2\text{с}^{-1}$ і теж саме значення b . Вказані результати можна одержати і за допомогою графіка 2 на рис. 1, де при $\eta = 2$; $z = 1$. При цьому щільність термоджерел, згідно з (16), становить $q_0 = 13,9149$ Дж/м² і формула (7) зводиться до наступної:

$$T(0, t) \approx 7,2135 \cdot \ln(1 + 0,2t)^\circ\text{C}. \quad (18)$$

Підставивши сюди $t = 15$ діб, отримуємо $T(0, 15) \approx 10,000^\circ\text{C}$, що підтверджує правильність проведення ідентифікації. Отже формула (18) може використовуватись для проведення температурного прогнозу.

На рис. 2 показано графіки розподілу температури по радіальній координаті b три моменти часу. Графіки побудовано за формулою (11) в безрозмірних координатах: r/\sqrt{b} і $T_* = \frac{4\lambda}{b q_0} T(r, t)$ при $at = b/8$; $b/4$; $b/2$ м² ($b = 1$ м²). Із графіків видно, що приріст температури самонагрівання найбільш швидкий у центрі осередку та його околі, він сповільнюється по мірі віддалення від центру.

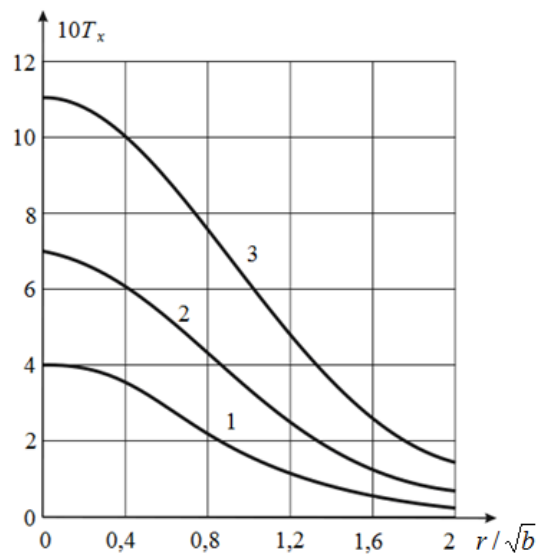


Рис. 2. Розподіл температури по радіальній координаті:
 1) $at = b/8$; 2) $at = b/4$; 3) $at = b/2$

Висновки. Виведені розрахункові формули прості в практичній реалізації. Вони дають можливість ідентифікувати щільність термоджерел в осередку і після цього стають придатними для прогнозу розвитку температури самоігрівання сировини в часі. Розрахунки підтвердили адекватність одержаних теоретичних результатів.

Література:

1. Орликова В.П., Волынец В.В. Изучение очагового самовозгорания органических веществ. Пожарная безопасность : Проблемы, пути совершенствования. 2019. № 2 (3). С. 169-177.
2. Соколов Д.Н. Оценка возможности самовозгорания зерна в силосах элеватора. Инновационные технологии производства и хранения материальных ценностей для государственных нужд. 2017. № 7. С. 284-287.
3. Дашковська О. П. Аналіз пожежної безпеки на елеваторі. Наукові праці Одеської національної академії харчових технологій. 2007. Т. 2. Вип. 30. С. 235-238.
4. Вогман Л.П., Горшков В.И., Дегтярев А.Г. Пожарная безопасность элеваторов. Москва : Стройиздат, 1993. 288 с.
5. Ларин А.Н., Ольшанский В.П., Тригуб В.В. Задачи нестационарной теплопроводности при самонагревании сырья гнездовыми очагами. Харьков : ХНАДУ, 2003. 160 с.
6. Olshanskii V.P. Temperature field of cluster self-heating of bank in a silo. Combustion, Explosion and Shock waves. 2002. V. 38. № 6. P. 728-732. doi.org/10.1023/A:1021160832182
7. Ольшанский В.П., Тригуб В.В. К расчету температуры самонагревания растительного сырья гнездовым сферическим очагом. Вестник ХГПУ. Новые решения в современных технологиях. 2000. Вып. 118. С. 43-45.
8. Ольшанський В.П., Сліпченко М.В. До розрахунку і прогнозу температури пластового самонагрівання рослинної сировини. Інженерія природокористування. 2021. № 3 (21). С. 66-72. doi.org/10.37700/enm.2021.3(21).66 - 72
9. Olshanskii V.P. Temperature field of bedded self-heating of bank in a silo. Combustion, Explosion and Shock waves. 2001. V. 37. № 6. P. 53-56. doi.org/10.1023/A:1002816725317
10. Абрамов Ю.А., Киричкин А.Ю., Откидач Д.Н. Математическая модель теплового поля зерновой насыпи. Пожаровзрывобезопасность. 1999. № 2. С. 25-29.
11. Абрамов Ю.А., Киричкин А.Ю. Математические модели тепловых полей насыпи растительного сырья с учетом температуры окружающей среды. Пожаровзрывобезопасность. 2000. № 3. С. 21-27.
12. Криса И.А., Ольшанский В.П. Стационарные температурные поля при самонагревании растительного сырья (их расчет и реконструкция). Киев : Пожінформтехніка, 2003. 296 с.
13. Тригуб В.В. Идентификация параметров гнездового очага при самонагревании растительного сырья. Проблемы пожарной безопасности. Сб. науч. тр. АПБУ. Вып. 10. 2001. С. 187-190.
14. Градштейн И.С., Рыжик И.М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. Москва : Физматлит, 1962. 1100 с.
15. Янке Е., Эмде Ф., Леш Ф. Специальные функции. Москва : Наука, 1977. 344 с.

References

1. Orlikova, V.P., & Volynets, V.V. (2019) Izucheniyе ochagovogo samovozgoraniya organicheskikh veshchestv. Pozharnaya bezopasnost' : Problemy, puti sovershenstvovaniya. 2 (3), 169-177.
2. Sokolov D.N. (2017). Otsenka vozmozhnosti samovozgoraniya zerna v silosakh elevatora. Innovatsionnyye tekhnologii proizvodstva i khraneniya material'nykh tsennostey dlya gosudarstvennykh nu-zhd. 7, 284-287.
3. Dashkovs'ka, O.P. (2007). Analiz pozhezhnoyi bezpeky na elevatori. Naukovi pratsi Odes'koyi natsional'noyi akademiyi kharchovykh tekhnolohiy. 2, 30, 235-238.
4. Vogman, L.P., Gorshkov, V.I., & Degtyarev, A.G. (1993). Fire safety of elevators. Moskva: Stroyizdat.
5. Larin, A.N., Olshanskiy V.P., & Trigub, V.V. (2003). Zadachi nestatsionarnoy teploprovodnosti pri samonagrevanii syr'ya gnezdovymi ochagami. Kharkov: KhNADU
6. Olshanskii, V.P. (2002). Temperature field of cluster self-heating of bank in a silo. Combustion, Explosion and Shock waves. 38, 6, 728-732. doi.org/10.1023/A:1021160832182
7. Olshanskiy, V.P., & Trigub, V.V. (2000). K raschetu temperatury samonagrevaniya rastitelnogo syr'ya gnezdovym sfericheskim ochagom. Vestnik KhGPU. Novyye resheniya v sovremennykh tekhnologiyakh. 118, 43-45.
8. Olshanskiy, V.P. & Slipchenko, M.V. (2021). Do rozrakhunku i prohnozu temperatury plastovoho samonahrivannya roslinnoyi syrovyny. Inzheneriya pryrodokorystuvannya. 3 (21). 66-72. doi.org/10.37700/enm.2021.3(21).66 - 72
9. Olshanskii, V.P. (2001). Temperature field of bedded self-heating of bank in a silo. Combustion, Explosion and Shock waves. 37, 6, 53-56. doi.org/10.1023/A:1002816725317
10. Abramov, Yu.A., Kirichkin, A.Yu., & Otkidach, D.N. (1999). Matematicheskaya model teplovogo polya zernovoy nasypi. Pozharovzryvobezopasnost'. 2, 25.
11. Abramov, Yu.A., & Kirochkin, A.Yu. (2000). Matematicheskie modeli teplovyh poley nasypi rastitelnogo syr'ya s uchetom temperatury okruzhayushchey sredy. Pozharovzryvobezopasnost'. 2000. 3, 21-27.
12. Krisa, I.A., & Olshanskiy, V.P. (2003). Statsionarnyye temperaturnyye polya pri samonagrevanii rastitelnogo syr'ya (ikh raschet i rekonstruktsiya). Kiev : Pozhinformtekhnika.
13. Trigub, V.V. (2001). Identifikatsiya parametrov gnezdovogo ochaga pri samonagrevanii rastitelnogo syr'ya. Problemy pozharnoy bezopasnosti. Sb. nauch. tr. APBU. 10, 187-190
14. Gradshteyn, I.S., & Ryzhik, I.M. (1962). Tablitsy integralov, summ, ryadov i proizvedeniy. Moskva : Fizmatlit.
15. Yanke, Ye., Emde, F., & Lesh, F. (1977). Spetsialnyye funktsii. Moskva : Nauka, 1977. 344 p.

Анотація

О расчете и прогнозе температуры в стержневом очаге самонагревания сырья в силосе

В.П. Ольшанский, М.В. Слипченко, О.В. Ольшанский, О.Н. Шукаева

Изложен приближенный способ расчета температуры в неоднородном стержневом очаге без четкой границы в предположении значительной удаленности его центра от стенок силоса, когда условия теплообмена на них мало влияют на температурный процесс в центре очага. Принят закон Гаусса относительно распределения термоисточников по радиальной координате. Для построения аналитических решений нестационарной осесимметричной задачи нестационарной теплопроводности использовано интегральное преобразование Ханкеля. Такое решение имеет смысл, когда центр очага самонагревания значительно отделен от стенок силоса и можно пренебречь влиянием их теплообмена на распределение температуры в очаге. Выведено компактную формулу для вычисления прироста избыточной температуры в центре очага самонагревания с течением времени. Изменение температуры в других точках выражено с помощью интегральной показательной функции. Расчетами показано, что для выбранного распределения термоисточников наиболее быстро избыточная температура растет в центре очага и его окрестности. Предложен способ применения выведенных формул для проведения идентификации плотности термоисточников в очаге. Он предусматривает экспериментальное измерение избыточной температуры в центре очага в два момента времени в начале самонагревания. Таким образом, в основе исследования лежит теоретико-экспериментальный метод. Приведены примеры идентификации плотности термоисточников. После идентификации расчетные формулы, согласованные с экспериментом, становятся пригодными для теоретического прогноза развития температуры в сырье. Изложенный способ простой в практической реализации. Он не требует составления специальных компьютерных программ, хотя связан с решением обратной задачи теплопроводности, которая относится к математически некорректным задачам. Полученные зависимости дают возможность идентифицировать плотность термоисточников в очаге и после этого становятся пригодными для прогноза развития температуры самонагревания сырья во времени. Адекватность полученных теоретических результатов подтверждена проведенными вычислениями.

Ключевые слова: *самонагревание сырья в силосе, стержневой центр без четкой границы, избыточная температура, интегральное преобразование Ханкеля, идентификация плотности термоисточников, прогноз развития температуры*

Abstract

On the calculation and forecast of the temperature in the core hearth by self-heating of raw materials in the silo

V.P. Olshanskiy, M.V. Slipchenko, O.V. Olshanskiy, O.M. Shukaieva

An approximate method for calculating the temperature in an inhomogeneous core hearth without a clear boundary is presented, assuming a significant distance from its center from the walls of the silo, when the conditions of heat exchange on them have little effect on the temperature process in the center of the hearth. Gauss's law is adopted regarding the distribution of thermal sources along the radial coordinate. To construct analytical solutions of the unsteady axisymmetric problem of unsteady heat conduction, the integral Hankel transform is used. This solution makes sense when the center of the self-heating hearth is significantly separated from the walls of the silo and the influence of their thermal exchange on the temperature distribution in the hearth can be neglected. A compact formula is derived for calculating the increase in excess temperature in the center of the self-heating center over time. The change in temperature at other points is expressed using an integral exponential function. Calculations show that for the selected distribution of thermal sources, the excess temperature grows most rapidly in the center of the focus and its vicinity. A method of using the derived formulas for identification of the density of thermal sources in the hearth is proposed. It provides for the experimental measurement of the excess temperature in the center of the hearth at two points in time at the beginning of self-heating. Thus, the research is based on the theoretical and experimental method. Examples of identification of the density of thermal sources are given. After identification, the calculation formulas that are consistent with the experiment become suitable for the calculated forecast of the temperature development in the raw material. The stated method is simple in practical implementation. It does not require the compilation of special computer programs, although it is associated with the solution of the inverse problem of heat conduction, which belongs to mathematically incorrect problems. The obtained dependences make it possible to identify the density of thermal sources in the cell and then become suitable for predicting the development of the temperature of self-heating of raw materials over time. The adequacy of the obtained theoretical results is confirmed by the calculations.

Keywords: *self-heating of raw materials in a silo, core center without a clear boundary, excess temperature, integral Hankel transformation, identification of the density of thermal sources, forecast of temperature development.*

Бібліографічне посилання/ Bibliography citation: Harvard

Olshanskiy, V. P. et al. (2022) 'On the calculation and forecast of the temperature in the core hearth by self-heating of raw materials in the silo', *Engineering of nature management*, (1(23), pp. 29 - 34.

Подано до редакції / Received: 05.10.2021