



Розділ III

ТЕХНОЛОГІЯ
ТА УСТАТКУВАННЯ
ДЕРЕВООБРОБНИХ
ПІДПРИЄМСТВ

УДК 647.047

Проф. В.М. Максимів, д-р техн. наук; доц. В.В. Маслій,
канд. техн. наук; ст. викл. В.С. Гродзик – УкрДЛТУПЕРЕНОСЕННЯ ТЕПЛА У КИПЛЯЧОМУ ШАРІ У ПРОЦЕСІ
СУШІННЯ ПОДРІБНЕНИХ МАТЕРІАЛІВ

Наведено рівняння, що описують явища теплоперенесення у процесі сушіння подрібнених матеріалів. Дані рівняння дозволяють провести діагностику процесу сушіння і спрогнозувати методи інтенсифікації процесів сушіння подрібнених матеріалів.

Prof. V.M. Maksymiv, Doc. V.V. Masliy, V.S. Grodzik – USUFWT

Heat transfer in boiling layer in the process of grinded materials drying

Some equations have been represented, describing, heat transfer in the process of grinded materials drying. These equations make diagnose of drying process possible and predict methods of grinded materials drying.

Методи розрахунку технологічних процесів сушіння у киплячому шарі відіграють важливу роль у виробництві деревинних стружкових плит. Тому важливо знати теоретичні аспекти гідродинаміки і тепломасообміну в таких технологічних процесах сушіння; тим більше, що методи розрахунку процесів сушіння у киплячому шарі для деревини розроблені не однаковою мірою. Адже процеси перенесення енергії (тепла), маси (вологи) і кількості руху (імпульсу) мають визначальне значення у процесі сушіння.

Киплячий шар є одним із видів завислого стану шару, коли останній утворюється в бінарній системі: "підігрітий газ (агент сушіння)-тверде тіло (подрібнений матеріал)" з певними швидкостями потоку менш густої фази (газу) знизу-вверх через шар більш щільної фази (зернистого матеріалу). При цьому завислий шар у системі "газ-тверде тіло" залежно від характеру завислості (суспендованості), тобто псевдорозрідження подрібнених частинок матеріалу, може розглядатися як киплячий (КШ) і т. п.

Перенесення теплоти у КШ тісно взаємопов'язане з перенесенням частинок подрібненого матеріалу, що сушиться. При цьому нагріті частинки, перемішуючись в шарі, переносять теплоту у сусідні зони. У свою чергу, газ

(теплоносієм і одночасно агент сушіння) також переміщується в шарі і переносить теплоту, але його об'ємна теплоємність набагато менша, ніж у частинок матеріалу (об'єкта сушіння). Тому внесок газу в теплоперенесення незначний.

Явище перенесення енергії і маси (вологи) при нагріванні і сушінні подрібнених матеріалів також підлягають загальним закономірностям термодинаміки незворотніх процесів [1].

Теплообмін між газом і дрібними частинками (міжфазний теплообмін) має чисто конвективний характер, як і масообмін. Сам міжфазний теплообмін у киплячому шарі в більшості випадків розглядається порівняно із тепломасообміном одиначної частинки, яка характеризується середнім еквівалентним діаметром.

Деревостружкові плити виготовляють із спеціально виготовленої стружки, дроблених відходів, що отримуються із обрізків дощок, рейок, тирси і т. п. При цьому розміри деревних частинок регламентуються видом плити (див. табл. 1)

Табл. 1. Розміри деревинних частинок

№ п/п	Плити	Розміри деревинних частинок, мм		
		товщина	ширина	довжина
1.	Тришарові:			
	- зовнішній шар	0,20±0,05	До 3	До 20
	- внутрішній шар	0,40±0,05	До 12	До 40
2.	Одношарові	0,30...0,40	До 6	До 20
3.	Багатошарові	0,20...0,50	До 6	До 30
4.	Екструзійні	0,60...1,00	1...3	10...10

Розподілення частинок матеріалу по діаметрах d характеризується диференціальною кривою розподілення (густиною ймовірностей) $F(d)$ або інтегральною кривою розподілення $F(d)$, тобто

$$F(d) = \int_0^d f(x) dx. \quad (1)$$

Функції $f(d)$ і $F(d)$ дозволяють знайти середнє значення діаметра частинок $M(d)$ і дисперсію випадкової величини діаметра σ_d^2 .

Для усереднення частинок по діаметрах вводять поняття еквівалентного діаметра частинок d_e .

Вибір того чи іншого середнього діаметра частинок визначається постановкою задачі досліджень. Наприклад, при розрахунку поверхні тепло- і масообміну користуються рівнянням такого вигляду:

$$d_e = \left[\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n d_i^2 n_i \right]^{0.5} = \left[\frac{\sum_{i=1}^n g_i}{\sum_{i=1}^n \frac{g_i}{d_i^3}} \right]^{0.5} \quad (2)$$

або

$$d_e = \frac{1}{\sum_{i=1}^n \frac{g_i}{d_i^3}} = \frac{\sum_{i=1}^n \frac{g_i}{d_i^3}}{\sum_{i=1}^n \frac{g_i}{d_i^4}}, \quad (3)$$

де: n – загальна кількість частинок; d_i – середній діаметр частинок i -ї фракції; n_i – кількість частинок i -ї фракції; g_i – масова частка частинок.

Розподілення частинок за діаметрами визначається методами ситового, седиментаційного, мікроскопічного аналізу, пневмо-повітряної сепарації.

Необхідно зазначити, що дисперсний склад багатьох промислових тонкоподрібнених матеріалів підпорядковується логарифмічно нормальному закону розподілення, тобто

$$F(d) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^t e^{-\frac{x^2}{2}} d(x). \quad (4)$$

У свою чергу, для характеристики частинок неправильної форми користуються поняттям геометричного коефіцієнта форми f або зворотної величини – коефіцієнта сферичності φ ($\varphi = f^{-1}$). Коефіцієнт форми представляє собою відношення поверхні частинок F_r до поверхні рівновеликого шару $F_{ш}$, тобто

$$f = \frac{F_r}{F_{ш}} = \left(\frac{d_F}{d_V} \right)^2, \quad (5)$$

де d_F , d_V – діаметри шарів, які відповідно еквівалентні частинці по поверхні і по об'єму.

Остання формула дозволяє визначити питому поверхню несферичної частинки, тобто

$$f_{num} = \frac{6\pi d_V^2 f}{\pi d_V^3} = \frac{6f}{d_V}. \quad (6)$$

Необхідно зазначити, що для врахування відмінності форми частинок від сферичної для розрахунку швидкостей псевдорозрідження $\omega_{кр}$ і частинок ω_e замість d необхідно підставити величину d/f .

Для визначення $\omega_{кр}$ використовують багато методів кореляції [2-6], найчастіше формулу:

$$Re_{кр} = \frac{Ar}{150 \frac{1 - \varepsilon_{кр}}{\varepsilon_{кр}^3} + \left(\frac{1,75}{\varepsilon_{кр}^3} Ar \right)^{\frac{1}{2}}}, \quad (7)$$

де: Ar – критерій Архімеда [7]; $\varepsilon_{кр}$ – коефіцієнт порізності (окремішності або різності).

Для розрахунку початку псевдорозрідження шару із несферичних частинок, якщо величина $\varepsilon_{кр}$ невідома, то можна використати залежності [8] вигляду:

$$\frac{f}{\varepsilon_{кр}^3} \cong 14, \quad \text{або} \quad \frac{f^2(1 - \varepsilon_{кр})}{\varepsilon_{кр}^3} \cong 11. \quad (8)$$

Для добре сипучих матеріалів, які мають однакову густину із невеликим показником полідисперсності (d_{max}/d_{min}), користуються виразом (7), підставляючи еквівалентний діаметр d_e ($d_e = \sum_i g_i d_i^{-1}$). Необхідно наголосити, що

при розрахунку швидкості початку псевдорозрідження $\omega_{кр}$, користуються поняттям еквівалентного діаметра, необхідно мати на увазі те, що на розрідження більших фракцій мають вплив уже розріджені й завислі дрібні фракції (останні передають їм частину свого кількості руху). Це вказує на те, що принципова швидкість початку псевдорозрідження залежить від всього розподілення частинок за діаметрами.

Міжфазний теплообмін у киплячих і щільних шарах, коли $Re/\varepsilon > 200$, можна розрахувати за формулою [10]:

$$Nu_o = 0,40 \left(\frac{Re}{\varepsilon} \right)^{\frac{2}{3}} Pr^{\frac{1}{3}}, \quad (9)$$

де: Nu_o ($Nu = \alpha_o d / \lambda_m$) – теплообмінний критерій Нусельта [7]; Pr – теплообмінний критерій Прандтля [7].

Проте, для киплячого шару рівняння (9) є не досить зручним, оскільки в його правій частині є порізність ε , для якої відсутні надійні формули розрахунку. У свою чергу, інтенсивність міжфазного тепло- і масообміну у киплячому шарі великих частинок слабо залежить від швидкості псевдорозрідження.

Приймаючи для шару частинок довільної форми ($\varepsilon = 0,48$), формулу (7) при великих значеннях критерію Ar можна спростити, тобто

$$Re_{кр} = 0,25 \sqrt{Ar}. \quad (10)$$

Тоді рівняння для розрахунку міжфазного теплообміну у киплячому шарі великих частинок $Re_{кр}/\varepsilon_{кр} > 200$ або $Ar > 10^6$ рівняння (9) прийме такий вигляд:

$$Nu_o = 0,26 (Ar Pr)^{\frac{1}{3}}, \quad (11)$$

а при $Re/\varepsilon < 200$ опишеться рівнянням такого вигляду:

$$Nu_o = 1,6 \cdot 10^{-2} \left(\frac{Re}{\varepsilon} \right)^{1,33} Pr^{0,33}. \quad (12)$$

Необхідно зазначити, що коефіцієнти тепло- і масообміну в щільному шарі тут будуть меншими, ніж для однієї частини, оскільки має місце поглиблення нерівномірності протікання газу (агента сушіння) по перерізу шару при ламінарному режимі руху теплоносія. Висота активної зони, в якій практично закінчується тепломасообмін, в шарі дрібних частинок очевидно буде невеликою. Це значить, що агент сушіння (газ) буде виходити із шару з температурою, близькою до температури частинок. У випадку сушіння більших частинок висота активної зони буде більшою, що пов'язано і зі збільшенням швидкості газу і з зменшенням (на одиницю об'єму шару матеріалу) поверхні частинок.

У свою чергу, ефективна товщина газового прошарку пропорційнальна діаметру частинок. У зв'язку з чим найбільший локальний тепловий потік буде мати місце поблизу точки контакту частинок із поверхнею, де товщина газового прошарку є мінімальною (чим більше точок контакту з одиницею поверхні, тим більшим буде коефіцієнт тепловіддачі). Тому для кількісної оцінки величини $\alpha_{\max}$ розраховується ефективна товщина газового прошарку із об'ємом, рівним дійсному об'єму газових пустот між плоскою поверхнею і діаметральним перерізом частинок найближчого ряду, тобто

$$\delta_e = 0,50d\varepsilon. \quad (13)$$

При щільному кубічному вкладанні частинок ($\varepsilon = 0,48$) з 1 м^2 плоскої поверхні контактує $1/d^2$ частинок, а з 1 м^2 поверхні сфери з діаметром, що дорівнює діаметру частинок, контактує $6/(\pi/d^2) \approx 2/d^2$. Тоді максимальний коефіцієнт тепловіддачі від плоскої поверхні у киплячому шарі при щільному вкладанні частинок буде дорівнювати [7]:

$$\alpha_{\max} = \frac{\lambda_c}{\delta_e} = 2 \frac{\lambda_c}{d\varepsilon}. \quad (14)$$

або

$$Nu_{\max} = \frac{\lambda_{\max}}{\lambda_c} d = \frac{2}{\varepsilon}, \quad (15)$$

де: λ_c – теплопровідність псевдорозрідженого середовища; ε – порізність середовища.

У шарі великих частинок ($d > 1 \text{ мм}$) через сильну турбулізацію потоку фільтрованого газу (теплоносія) конвективне перенесення теплоти починає переважати над поширенням теплоти за рахунок теплопровідності. Це значить, що термічний опір між поверхнею і першим рядом частинок умовно можна розділити на два опори: термічний опір R_{t1} , який утворюється на межі "поверхня-газ", і термічний опір R_{t2} на межі "газ-деревні частинки". Враховуючи те, що умови протікання газу (агента сушіння) біля нагрівальної поверхні (наприклад, лопатки барабану) практично такі ж, що і біля частинок, то коефіцієнт тепловіддачі від поверхні пластини барабану буде близьким до коефіцієнта міжфазного теплообміну між газом (агентом сушіння) і частинками матеріалу (об'єкта сушіння). Це значить, що газ, який буде протікати

між пластинкою перегородки барабану і першим рядом частинок, наприклад, попадає в цей проміжок (прошарок) знизу з температурою ядра шару t_c ($t_c = t_o$), далі прогрівається від пластини, що має температуру t_1 і одночасно віддає частину теплоти частинкам, що зберігають температуру ядра шару t_o .

Тоді, при ефективній товщині прошарку ($\varepsilon d / 2$) і швидкості фільтрування газу в ньому ω_ϕ , коли нехтуємо перенесенням теплоти вздовж потоку, зміни температури t_c газу по мірі його руху вгору по проміжку біля пластинки можна визначити:

$$\Theta = \frac{t_c - t_o}{t_1 - t_o} = \frac{R_{t2}}{R_{t1} + R_{t2}} \left\{ 1 - \exp \left[- \left(\frac{1}{R_{t1}} + \frac{1}{R_{t2}} \right) \frac{2h}{C_c \rho_c \varepsilon d \omega_\phi} \right] \right\}, \quad (16)$$

де Θ – безрозмірна температура.

Тоді величину питомого теплового потоку за рахунок конвекції можна представити [7]

$$q = \frac{(t_1 - t_c)}{R_{t1}}, \quad (17)$$

а коефіцієнт тепловіддачі

$$\lambda = \frac{q}{t_1 - t_o} = \frac{1 - \Theta}{R_{t1}}. \quad (18)$$

Аналізуючи формулу (16) і (18), ми бачимо, що коефіцієнт тепловіддачі буде дорівнювати коефіцієнту міжфазного теплообміну α_o , коли $h \rightarrow 0$, а по мірі руху в газу коефіцієнт α буде зменшуватися і буде прямувати до певної стабільної величини α_{cm} . Зокрема, коли $h \rightarrow 0$, то $\alpha_{cm} = 0,61\alpha_o$.

Згідно з двофазовою моделлю, як показала практика експлуатації сушарок, швидкість фільтрування газу у 1,5...2 рази вища, ніж у суцільній фазі [11].

Тоді, з врахуванням рівняння (11) можна записати:

$$Nu_{cm} = 0,61Nu_o = 0,16(Ar Pr)^{\frac{1}{3}}. \quad (19)$$

Підставивши значення $\omega_\phi (\omega_\phi = 2\omega_{kp} / \varepsilon_{kp})$ в рівняння (18) з врахуванням (16) дозволяє констатувати, що на висоті

$$h_{cm} = \frac{C_c \rho_c d \omega_{kp}}{\alpha_o} \quad (20)$$

або

$$\frac{h_{cm}}{d} = \frac{Re_{kp} Pr}{Nu_o} \quad (21)$$

відхилення коефіцієнта тепловіддачі від стабілізованого значення не буде перевищувати 5 %.

Таким чином, із врахуванням формул (10) і (11) отримаємо рівність вигляду:

$$\frac{h_{cm}}{d} = \left(Ar^{\frac{1}{6}} Pr^{\frac{2}{3}} \right). \quad (22)$$

Аналіз впливу критеріїв Ar і Pr є неоднорідним (ступінь впливу критерію Ar невеликий, а критерій Pr для газів практично постійний). Це значить, що в шарі великих частинок ($Ar = 10^6 \dots 10^8$) можна записати:

$$\frac{C_c \rho_c \omega_{kp}}{\alpha_o} = \frac{h_{cm}}{d}.$$

Таким чином, величина середнього коефіцієнта тепловіддачі $\bar{\alpha}$ від поверхні на висоті H буде визначатися за формулою:

$$\bar{\alpha} = \frac{1}{H} \int_0^H \alpha dh = \alpha_{cm} + (\alpha_0 - \alpha_{cm}) \frac{4d}{H} \left[1 - \exp\left(-\frac{H}{4d}\right) \right]. \quad (23)$$

Це значить, що наведені вище формули дозволяють визначити інтенсивність теплообміну у киплячому шарі при різних еквівалентних діаметрах частинок подрібненої деревини.

Література

1. Лыков А.В., Михайлов Ю.А. Теория тепло- и массопереноса. – М.: Энергия, 1963. – 536 с.
2. Тодес О.М., Себалло В.А., Гольцикер А.Д. Массовая кристаллизация из растворов. – Л.: Химия, 1984. – 232 с.
3. Забродский С.С. Гидродинамика и теплообмен в псевдооживленном слое. – М.-Л.: Госэнергоиздат, 1963. – 488 с.
4. Тодес О.М., Цитович О.Б. Аппараты с кипящим зернистым слоем. – Л.: Химия, 1981. – 296 с.
5. Аэров М.Э., Тодес О.М. Гидравлические и тепловые основы работы аппаратов со стационарным и кипящим зернистым слоем. – Л.: Химия, 1968. – 512 с.
6. Романков П.Г., Ратковская Н.Б. Сушка в кипящем слое. – М.: Химия, 1976. – 288 с.
7. Озарків І.М., Сорока Л.Я., Грицюк Ю.І. Основи аеродинаміки і тепломасообміну: Навч. посібник. – К.: ІЗМН, 1997. – 280 с.
8. Куніч Д., Левеншпіль О. Промышленное псевдооживление. – М.: Химия, 1976. – 447 с.
9. Боттерилл Дж. Теплообмен в псевдооживленном слое. – М.: Энергия, 1980. – 344 с.
10. Гельперин Н.И., Айнштейн В.Г., Кваша В.Б. Основы техники псевдооживления. – М.: Химия, 1967. – 664 с.
11. Сыромятников Н.И., Королев В.Н., Блинов А.В. Внешний теплообмен в неподвижном продуваемом и виброкипящем слоях с учетом скоростных характеристик газовых потоков// Теплообмен - VII. – Минск: ИТМО АН Белоруссии им. А.В. Лыкова, т.5-ч.І, 1984. – С. 48-54.

УДК 674: 621.928.93

Є.М. Лютий¹, Л.О. Тисовський², П.П. Нахасєв³,
А.В. Ляшеник – Коломийський політехнічний коледж

МОДЕЛЮВАННЯ РУХУ ЧАСТИНКИ В ФІЛЬТРУВАЛЬНОМУ ЦИКЛОНІ

Описано диференціальне рівняння руху частинки пилу в фільтрувальному циклоні. Теоретично описано вплив параметрів циклона на його ефективність.

Ye.M. Liutyj, L.O. Tysovski, P.P. Nahajev, A.V. Liashenyk

Modeling of particle movement in filter cyclone

This article describes the differential equation of movement of a particle in a cyclone. The influence of parameters of a cyclone on its efficiency is theoretically described.

Моделювання руху частинки пилу в циклоні призначене для проведення теоретичних розрахунків ефективності сепаратора залежно від його геометричних розмірів і параметрів пилу. Існуючі математичні моделі руху відрізняються різноманітними підходами та одержаними результатами [1], але всі вони дають тільки наближену, укрупнену, картину руху частинки пилу, що пов'язано зі складними аеродинамічними процесами, які проходять в циклоні. При моделюванні нехтують такими явищами, як радіальний сток, вихрові потоки та завихрення, взаємодією частинок між собою і зі стінкою циклона.

В даній роботі зроблена спроба описати рух частинки пилу в фільтрувальному циклоні [2, 3, 4] зі врахуванням радіального стоку та потоку фільтрації.

На сьогоднішній процес сепарації частинок пилу в фільтрувальному циклоні можна описати наступним чином. Пилогазовий потік поступає в циклон через вхідний патрубок і починає обертатися навколо осі циклона, одночасно здійснюючи рух донизу (рис. 1). Під дією відцентрової сили частинки пилу починають рухатися до зовнішньої стінки. По мірі опускання вниз кількість повітря в потоці зменшується за рахунок відтоку частини очищеного повітря через фільтрувальну стінку. У циліндричній частині циклона процеси циклонування і фільтрації відбуваються одночасно, взаємокаталізуючи один одного [3,4]. Виток частини повітря через фільтрувальну стінку в атмосферу створює радіальний потік, який сприяє рухові частинки пилу до периферії циклона. Завдяки такому потоку в циклоні створюється ефект відсмоктування пограничного шару, що сприяє зменшенню гідравлічного опору циклона та підвищенню його ефективності [3,4].

Для опису рівняння руху частинки пилу в фільтрувальному циклоні введемо такі припущення:

- вважаємо швидкість радіального стоку і потоку фільтрації постійними по всій висоті циклона [1, 2];
- нехтуємо глибиною занурення вихлопної труби [1];
- тангенціальну складову швидкості потоку вважаємо постійною величиною [3].

¹ д-р техн. наук завідувач кафедри прикладної механіки УкрДЛТУ

² канд. фіз.-мат. наук, доц. кафедри прикладної механіки УкрДЛТУ

³ канд. техн. наук, доц. кафедри прикладної механіки УкрДЛТУ