

кан М. М.; заявник та патентовласник Харківський держ. ун-т харчування та торгівлі. – № u 200611917 ; заявл. 13.11.06; опубл. 15.03.07, Бюл. № 3.

6. Джад, Д. Цвет в науке и технике [Текст] / Д. Джад, Г. Выпещки ; пер. с англ. под ред. Л. Ф. Артюшина. – М. : Мир, 1978. – 592 с.

Отримано 30.09.2009. ХДУХТ, Харків.

© Т.В. Міщенко, А.О. Пак, М.І. Погожих, 2009.

УДК 664.834.2

М.І. Погожих, д-р техн. наук, проф.

М.М. Цуркан, канд. техн. наук, доц.

ДОСЛІДЖЕННЯ ЗМІНИ ТЕРМОДИНАМІЧНОГО ПОТЕНЦІАЛУ СИСТЕМИ, ЯКА ЗНЕВОДНЮЄТЬСЯ

Розглянуто питання визначення та зміни множини параметричних залежностей модельної термодинамічної системи як складових її відповідного термодинамічного потенціалу в рамках концептуального представлення процесу як еволюції термодинамічної системи до стану рівноваги.

Рассмотрен вопрос определения и изменения множества параметрических зависимостей модельной термодинамической системы как составляющих ее соответствующего термодинамического потенциала в рамках концептуального представления процесса как эволюции термодинамической системы к состоянию равновесия.

The question of determination and change of multitude of parametric dependences of the model thermodynamics system is considered as constituents of its proper thermodynamics potential within the framework of conceptual presentation of process as evolution of the thermodynamics system to the state of equilibrium.

Постановка проблеми у загальному вигляді. Як відомо, процеси сушіння різноманітної харчової сировини є досить енергозатратними, тому визначення шляхів підвищення енергоефективності відповідних технологічних процесів у харчовій промисловості є пріоритетною проблемою для галузевої науки.

Аналіз останніх досліджень і публікацій. Робота є продовженням досліджень процесів сушіння харчової сировини у напрямку підвищення їх енергоефективності в рамках наукової концепції відповідно до якої процес сушіння уявляє собою еволюцію визначеної термодинамічної системи з деякого початкового нерівноважного стану до стану рівноваги, що відповідає закінченню процесу. Пошук енергое-

фективного шляху реалізації процесу сушіння базується на методі термодинамічних потенціалів. [1].

Мета та завдання статті. Ця робота присвячена аналітичному дослідженню процесу сушіння, як зміни функціональних складових відповідного термодинамічного потенціалу системи, що еволюціонує до стану рівноваги, з метою визначення енергоефективного шляху реалізації процесу.

Виклад основного матеріалу дослідження. У якості фізичної моделі системи оберемо однокомпонентну двофазну ізольовану термодинамічну систему. Фаза 1 – вода в об'ємі зневоднюваної сировини. Фаза 2 – водяна пара (сушильний агент). При цьому фаза 1 має кінцеву масу і об'єм, а також певну поверхню розділу з фазою 2. Відповідно, фаза 2 – нескінченний об'єм, нескінченну теплоємність і постійні (рівноважні) термодинамічні параметри для всякого елементарного процесу. Отже, будь-яке відхилення від рівноваги системи в цілому відбувається лише у фазі 1.

У загальному випадку питомий термодинамічний потенціал системи задамо у вигляді наступної функціональної залежності:

$$N = f(\rho, u, s, p, T, v, \Omega, \sigma, \nu, \varphi_i), \quad (1)$$

де ρ – густина термодинамічної системи; u – питома внутрішня енергія; s – питома ентропія; p – тиск; T – термодинамічна температура; v – питомий об'єм системи; Ω – питома поверхня системи; σ – поверхневий натяг; ν – швидкість системи відносно визначеної системи координат; φ_i – потенціали зовнішніх силових полів.

Для двофазної термодинамічної системи її потенціал адитивно складатиметься з потенціалів обох фаз

$$N = N_1 + N_2. \quad (2)$$

Вважатимемо, що множина параметрів, які відносяться до фази 2, є множиною аргументів, значення яких задаються початковими умовами. А множина параметрів фази 1 є, відповідно, множиною функцій від заданих аргументів. При цьому виключимо ті параметри, які не беруть участь у функціональному аналізі виходячи з фізичної моделі термодинамічної системи. Оскільки фаза 2 має нескінченний об'єм, а, отже, і нескінченну поверхню, то з множини аргументів можемо виключити параметри $u_2, s_2, \Omega_2, \square_2$, які мають постійні значення за будь-яких термодинамічних процесів у системі. Також вважатимемо, що діє тільки один потенціал зовнішнього силового поля φ_2 . Оскільки питомі

об'єми v_1 і v_2 є однозначними функціями щільності фаз ($v = \rho^{-1}$), у якості функціональних параметрів залишимо ρ_1 і ρ_2 .

Функціональна залежність термодинамічного потенціалу фази 1:

$$N_1 = f_1(\rho_1, u, s, p, \sigma, \rho_2, \Omega, v, \varphi, T), \quad (3)$$

де v – швидкість фази 1 відносно фази 2, φ – потенціал (або силова характеристика) зовнішнього силового поля для фази 1, Ω – питома поверхня фази 1.

Запишемо залежність (3) у вигляді лінійної комбінації функцій внутрішніх параметрів фази 1:

$$N_1 = F_\rho(\rho_1) + F_u(u) + F_s(s) + F_p(p) + F_\sigma(\sigma) + F_v(v). \quad (4)$$

У свою чергу, внутрішні параметри фази 1, в загальному вигляді, є функціями зовнішніх параметрів і температури. При цьому вважаємо, що площа поверхні фази 1 і її швидкість також є незалежними змінними.

Умова наближення до рівноваги при $N_2 = \text{const}$:

$$dN = dN_1 < 0. \quad (5)$$

Оскільки доданки у виразі (4) незалежні, то умова ($dN < 0$) повинна виконуватися для кожного доданку.

Розглянемо окремо кожен доданок. Припустимо, що доданок $F_\rho(\rho_1)$ («енергія активації») на визначеному нескінченно малому інтервалі є лінійною функцією

$$F_\rho(\rho_1) = k_\rho \rho_1, \quad (6)$$

тоді

$$dF_\rho(\rho_1) = k_\rho d\rho_1 < 0, \quad (7)$$

де $k_\rho = \frac{\partial N}{\partial \rho_1}$, оскільки $dF_\rho(\rho_1)$ є частиною повного диференціала dN ;

$d\rho_1$ – диференціал функції ρ_1 , яка є, в загальному випадку, комбінацією лінійних функцій від зовнішніх параметрів і температури

$$\rho_1 = k_{\rho_1 \rho_2} \rho_2 + k_{\rho_1 p} p + k_{\rho_1 T} T + k_{\rho_1 v} v + k_{\rho_1 \varphi} \varphi + k_{\rho_1 \Omega} \Omega. \quad (8)$$

Диференціал $d\rho_1$ запишемо у вигляді

$$d\rho_1 = k_{\rho_1 \rho_2} d\rho_2 + k_{\rho_1 p} dp + k_{\rho_1 T} dT + k_{\rho_1 v} dv + k_{\rho_1 \varphi} d\varphi + k_{\rho_1 \Omega} d\Omega < 0. \quad (9)$$

Коефіцієнти у виразі (9) мають сенс приватних похідних ρ_1 за кожною відповідною змінною в рівнянні (8).

Аналогічно задамо залежність від питомої внутрішньої енергії

$$F_u(u) = k_u u, \quad (10)$$

при цьому можемо прийняти $k_u = 1$ і вважати, що $F_u(u)$ є питома внутрішня енергія фази u , таким чином, запишемо

$$u = k_u \rho_2 \rho_2 + k_{up} p + k_{uT} T + k_{uv} v + k_{u\varphi} \varphi + k_{u\Omega} \Omega \quad (11)$$

$$dF_u(u) = du, \quad (12)$$

отже

$$du = k_u \rho_2 d\rho_2 + k_{up} dp + k_{uT} dT + k_{uv} dv + k_{u\varphi} d\varphi + k_{u\Omega} d\Omega. \quad (13)$$

Доданок $F_s(s)$ (зв'язана енергія), виходячи із загальних міркувань, описуватиметься функцією

$$F_s(s) = k_s s, \quad (14)$$

де $s = k_s \rho_2 \rho_2 + k_{sp} p + k_{sT} T + k_{sv} v + k_{s\varphi} \varphi + k_{s\Omega} \Omega.$

Диференціал функції $F_s(s)$:

$$dF_s(s) = k_s ds, \quad (15)$$

відповідно диференціал ds :

$$ds = k_s \rho_2 d\rho_2 + k_{sp} dp + k_{sT} dT + k_{sv} dv + k_{s\varphi} d\varphi + k_{s\Omega} d\Omega. \quad (16)$$

Аналогічні дії проведемо для доданку $F_p(p)$ (потенціальна енергія) і таким чином маємо наступні залежності:

$$F_p(p) = k_p p, \quad (17)$$

$$p = k_p \rho_2 \rho_2 + k_{pT} T + k_{pv} v + k_{p\varphi} \varphi + k_{p\Omega} \Omega, \quad (18)$$

$$dF_p(p) = k_p dp, \quad (19)$$

$$dp = k_p \rho_2 d\rho_2 + k_{pT} dT + k_{pv} dv + k_{p\varphi} d\varphi + k_{p\Omega} d\Omega. \quad (20)$$

Для доданку $F_\sigma(\sigma)$ (поверхнева енергія) маємо:

$$F_\sigma(\sigma) = k_\sigma \sigma, \quad (21)$$

$$\sigma = k_{\sigma\rho_2} \rho_2 + k_{\sigma T} T + k_{\sigma v} v + k_{\sigma\varphi} \varphi + k_{\sigma\Omega} \Omega, \quad (22)$$

$$dF_\sigma(\sigma) = k_\sigma d\sigma, \quad (23)$$

$$d\sigma = k_{\sigma\rho_2} d\rho_2 + k_{\sigma T} dT + k_{\sigma v} dv + k_{\sigma\varphi} d\varphi + k_{\sigma\Omega} d\Omega. \quad (24)$$

Для доданку $F_v(v)$ (кінетична енергія)

$$F_v(v) = k_v v, \quad (25)$$

$$dF_v(v) = k_v dv. \quad (26)$$

У результаті згрупування усіх залежностей за відповідними змінними одержимо диференціал термодинамічного потенціалу у вигляді

$$dN = a_\rho d\rho_2 + a_p dp + a_T dT + a_v dv + a_\varphi d\varphi + a_\Omega d\Omega < 0, \quad (27)$$

де коефіцієнти мають сенс приватних похідних потенціалу за відповідним параметром і є, у загальному вигляді, наступними функціональними залежностями

$$a_\rho = k_\rho \frac{\partial \rho_1}{\partial \rho_2} + \frac{\partial u}{\partial \rho_2} + k_s \frac{\partial s}{\partial \rho_2} + k_p \frac{\partial p}{\partial \rho_2} + k_T \frac{\partial T}{\partial \rho_2} + k_\sigma \frac{\partial \sigma}{\partial \rho_2}, \quad (28)$$

$$a_p = k_\rho \frac{\partial \rho_1}{\partial p} + \frac{\partial u}{\partial p} + k_s \frac{\partial s}{\partial p} + k_T \frac{\partial T}{\partial p} + k_\sigma \frac{\partial \sigma}{\partial p}, \quad (29)$$

$$a_T = k_\rho \frac{\partial \rho_1}{\partial T} + \frac{\partial u}{\partial T} + k_s \frac{\partial s}{\partial T} + k_p \frac{\partial p}{\partial T} + k_\sigma \frac{\partial \sigma}{\partial T}, \quad (30)$$

$$a_v = k_\rho \frac{\partial \rho_1}{\partial v} + \frac{\partial u}{\partial v} + k_s \frac{\partial s}{\partial v} + k_p \frac{\partial p}{\partial v} + k_T \frac{\partial T}{\partial v} + k_\sigma \frac{\partial \sigma}{\partial v}, \quad (31)$$

$$a_\varphi = k_\rho \frac{\partial \rho_1}{\partial \varphi} + \frac{\partial u}{\partial \varphi} + k_s \frac{\partial s}{\partial \varphi} + k_p \frac{\partial p}{\partial \varphi} + k_T \frac{\partial T}{\partial \varphi} + k_\sigma \frac{\partial \sigma}{\partial \varphi}, \quad (32)$$

$$a_\Omega = k_\rho \frac{\partial \rho_1}{\partial \Omega} + \frac{\partial u}{\partial \Omega} + k_s \frac{\partial s}{\partial \Omega} + k_p \frac{\partial p}{\partial \Omega} + k_T \frac{\partial T}{\partial \Omega} + k_\sigma \frac{\partial \sigma}{\partial \Omega} + k_v \frac{\partial v}{\partial \Omega}. \quad (33)$$

У першому наближенні рахуватимемо всі процеси, що пов'язані із зміною кожної змінної величини, незалежними і проведемо відповідні спрощення. Виходячи з цього, запишемо коефіцієнти (28)–(33) у наступному вигляді:

$$a_{\rho} = k_{\rho} \frac{\partial \rho_1}{\partial \rho_2}, \quad (34)$$

$$a_p = k_{\rho} \frac{\partial \rho_1}{\partial p} + k_{\sigma} \frac{\partial \sigma}{\partial p}, \quad (35)$$

$$a_T = k_{\rho} \frac{\partial \rho_1}{\partial T} + \frac{\partial u}{\partial T} + k_s \frac{\partial s}{\partial T} + k_{\sigma} \frac{\partial \sigma}{\partial T}, \quad (36)$$

$$a_v = k_{\rho} \frac{\partial \rho_1}{\partial v} + k_{\sigma} \frac{\partial \sigma}{\partial v}, \quad (37)$$

$$a_{\varphi} = k_{\rho} \frac{\partial \rho_1}{\partial \varphi} + k_s \frac{\partial s}{\partial \varphi} + k_{\sigma} \frac{\partial \sigma}{\partial \varphi}, \quad (38)$$

$$a_{\Omega} = k_{\rho} \frac{\partial \rho_1}{\partial \Omega}. \quad (39)$$

Для оцінки порядку усіх величин, що входять до складу вищевказаних залежностей і, відповідно, визначення конкретного виду термодинамічного потенціалу необхідно провести аналіз, виходячи з експериментальних та статистичних даних для визначеної сировини яка зневоднюється.

Висновки. Таким чином, аналіз параметричних залежностей як складових термодинамічного потенціалу відповідної термодинамічної системи, дає можливість визначити шлях за яким відбувається його зміна від початкового значення до кінцевого, а значить і шлях процесу з максимальною енергоефективністю.

Список літератури

1. Погожих, М. І. Застосування методу термодинамічних потенціалів для дослідження процесу ЗТП-сушіння [Текст] / М. І. Погожих, М. М. Цуркан // Прогресивні техніка та технології харчових виробництв ресторанного господарства і торгівлі : зб. наук. праць / Харк. держ. ун-т. харч. та торг. – Харків, 2008. – Ч.1. – С. 143–150.

Отримано 30.09.2009. ХДУХТ, Харків.

© М.І. Погожих, М.М. Цуркан, 2009.