

К ВОПРОСУ ОБ ЭНТРОПИИ ТЕПЛОМАСООБМЕННЫХ ПРОЦЕССОВ

А.А. Долинский¹, академик НАН Украины

Б.Х. Драганов², Т.В. Морозюк³, доктора технических наук

1. Институт технической теплофизики НАН Украины

2. Национальный институт биоресурсов и природопользования Украины

3. Берлинский технический университет (Германия)

Изложены закономерности производства энтропии. Приведен анализ энтропии процессов теплообмена в пористых средах.

Энтропия, пористая среда, процесс теплообмена.

Цель исследования – определить степень необратимости процессов теплообмена в пористых средах; дать эксергоэкономическую оценку этих процессов.

В линейном режиме стационарные состояния есть такие состояния, в которых полное производство энтропии $P = \int_V \sigma dV$ достигает минимума. Это требование также обеспечивает устойчивость стационарного состояния. Столь общий принцип определения состояния системы отсутствует в далеком от равновесия нелинейном режиме. Состояния, далекие от равновесия, могут быть неустойчивыми и переходить к новым организованным состояниям. Далее будут установлены термодинамические условия, при которых это может происходить. Начнем с некоторых общих свойств полного производства энтропии P . Прежде всего, рассмотрим эволюцию $\delta \mathcal{D}$, обусловленную малыми изменениями в силах δF_k и потоках δJ_k .

Пусть P – производство энтропии в неравновесном стационарном состоянии. Так, как $P = \int_V \sigma dV = \int_V \sum_k F_k J_k dV$, изменения P из-за малых изменений dF_k и dJ_k можно записать как [1, 2]

$$\frac{dP}{dt} = \int_V \left(\frac{\delta \sigma}{dt} \right) dV = \int_V \left(\sum_k \frac{dF_k}{dt} J_k \right) dV + \int_V \left(\sum_k F_k \frac{dJ_k}{dt} \right) dV \equiv \frac{d_F P}{dt} + \frac{d_J P}{dt}, \quad (1)$$

где $\frac{d_F P}{dt}$ – изменения, вызванные силами F_k , а $\frac{d_J P}{dt}$ – изменения под

действием потоков J_k . Теперь могут быть установлены два общих свойства:

- в линейном режиме

$$\frac{d_F P}{dt} = \frac{d_J P}{dt}, \quad (2)$$

- для независящих от времени граничных условий, даже вне линейного режима

$$\frac{d_F P}{dt} \leq 0, \quad (3)$$

Величина $d_F P$ не есть дифференциал функции состояния, и этим она отличается от термодинамических потенциалов, например свободной энергии Гиббса G . Следовательно, тот факт, что $d_F P$ может только уменьшаться, не позволяет делать никаких выводов о том, как будет развиваться процесс.

Первое из выше сформулированных свойств, следует из линейных соотношений $J_k = \sum_i L_{ki} F_i$ и соотношений взаимности Онсагера $L_{ki} = L_{ik}$.

Прежде всего, отметим, что

$$\sum_k dF_k J_k = \sum_k dF_k J_{ki} F_i = \sum_k (dF_k J_{ik}) F_i = \sum_i dJ_i F_i, \quad (4)$$

Используя этот результат в определениях $d_F P$ и $d_J P$ с очевидностью получаем

$$\frac{d_F P}{dt} = \int \left(\sum_k \frac{dF_k}{dt} J_k \right) dV = \int \left(\sum_k F_k \frac{dJ_k}{dt} \right) dV = \frac{d_J P}{dt} = \frac{1}{2} \frac{dP}{dt}. \quad (5)$$

Общее свойство (3), примененное к (5), дает результат:

$$\frac{dP}{dt} = 2 \frac{d_F P}{dt} \leq 0 \quad \text{– в линейном режиме} \quad (6)$$

Соотношение (6) еще раз показывает, что отклонение полного производства энтропии P от стационарного значения, в соответствии с принципом минимума производства энтропии, монотонно уменьшается.

Неравенство $d_F P \leq 0$ важный критерий эволюции.

Если все флуктуации $\delta_F P > 0$, то стационарное состояние устойчиво. В этом случае более целесообразно использовать теорию устойчивости Ляпунова [1].

Всякий раз, когда флуктуация выводит систему из равновесного состояния, необратимые процессы возвращают ее в равновесное состояние. Тенденция системы достигать экстремума термодинамического потенциала и оставаться в этом состоянии делает систему устойчивой. Именно так устойчивость равновесного состояния системы связана с существованием термодинамических потенциалов.

В отличие от равновесных систем, которые переходят в состояние с минимальной свободной энергией, неравновесные системы могут развиваться непредсказуемо: их состояние не всегда однозначно определяется макроскопическими уравнениями. Это происходит от того, что при одном и том же наборе условий неравновесная система может переходить к разным состояниям. Причиной тому могут быть флуктуации, малые неоднородности, дефекты или другие случайные факторы. К какому состоянию перейдет конкретная система, в общем случае предсказать невозможно. Новые состояния, достигаемые таким образом, являются часто «упорядоченными состояниями», которые обладают пространственно-временной организацией.

В неравновесных системах результатом диффузии могут быть колебания концентраций и пространственных структур; в закрытой же системе те же диссипативные процессы размывают неоднородности и приводят систему к однородному состоянию [1, 2].

Проблема производства энтропии в энергопреобразующих системах анализировалась А. Бежаном [3, 4]. Полученные результаты позволили решить вопрос о минимизации в теплообменных процессах, а также оптимизации экономических показателей [5].

Указанный метод широко используется для анализа процессов тепломассообмена в пористых средах [6-12].

Исходная система уравнений для осесимметричного и стационарного случая записывается так:

- состояния

$$\frac{\partial}{\partial z}(\rho u) + \frac{1}{r^n} \frac{\partial}{\partial r}(r^n \rho v) = 0, \quad (7)$$

- движения в направлении z

$$\frac{\partial}{\partial z}(\rho u u) + \frac{1}{r^n} \frac{\partial}{\partial r}(r^n \rho v u) = -\frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z}\left(\mu_e \frac{\partial u}{\partial z}\right) + \frac{1}{r^n} \frac{\partial}{\partial r}\left(r^n \mu_e \frac{\partial u}{\partial r}\right) - f \frac{\mu_e u}{K} - f \frac{\rho F}{\sqrt{K}} |u| u, \quad (8)$$

- движения в направлении r

$$\frac{\partial}{\partial z}(\rho v w) + \frac{1}{r^n} \frac{\partial}{\partial r}(r^n \rho v v) = -\frac{\partial p}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial z}\left(\mu_e \frac{\partial v}{\partial z}\right) + \frac{1}{r^n} \frac{\partial}{\partial r}\left(r^n \mu_e \frac{\partial v}{\partial r}\right) - f \frac{\mu_e v}{K} - f \frac{\rho F}{\sqrt{K}} |u| v - \frac{\mu_e v}{r^2} n, \quad (9)$$

где: z и r – координаты (r – радиус); u , v – компоненты скорости; ρ – плотность; f – параметры, определяющие степень пористости исследуемого тела; μ_e – эффективная вязкость; K – площадь, m^2 ; F – показатель интенсивности; $|u| = (u^2 + v^2)^{0.5}$, м/с.

Уравнения энергии, если пренебречь эффектом диссипации, в силу вязкости, а также теплообменом имеет вид:

$$\frac{\partial}{\partial z}(\rho_e c_e u T) + \frac{1}{r^n} \frac{\partial}{\partial r}(\rho_e c_e r^n v T) = \frac{\partial}{\partial z}\left(k_e \frac{\partial T}{\partial z}\right) + \frac{1}{r^n} \frac{\partial}{\partial r}\left(r^n k_e \frac{\partial T}{\partial r}\right), \quad (10)$$

где: k_e , c_e и ρ_e – выражают соответственно эффективный коэффициент теплопроводности, эффективный коэффициент теплообмена и эффективную плотность.

В безразмерной форме анализируемая система уравнений записывается следующим образом:

- в направлении Z

$$\frac{\partial}{\partial Z}(VU) + \frac{1}{R^n} \frac{\partial}{\partial R}(R^n VU) = -\frac{\partial P}{\partial Z} + \frac{1}{R_e} \left[\frac{\partial}{\partial Z} \left(\frac{\partial U}{\partial Z} \right) + \frac{1}{R^n} \frac{\partial}{\partial R} \left(R^n \frac{\partial U}{\partial R} \right) \right] - f \frac{U}{D_a R_e}, \quad (11)$$

- в направлении R

$$\frac{\partial}{\partial Z}(UV) + \frac{1}{R^n} \frac{\partial}{\partial R}(R^n VU) = -\frac{\partial P}{\partial R} + \frac{1}{R_e} \left[\frac{\partial}{\partial Z} \left(\frac{\partial V}{\partial Z} \right) + \frac{1}{R^n} \frac{\partial}{\partial R} \left(R^n \frac{\partial V}{\partial R} \right) \right] - f \frac{V}{D_a R_e} - f \frac{V}{R_e R^2} n, \quad (12)$$

- уравнения энергии

$$\frac{\partial}{\partial Z}(U\Theta) + \frac{1}{R^n} \frac{\partial}{\partial R}(R^n V\Theta) = \frac{1}{P_e} \left(\frac{\partial^2 \Theta}{\partial Z^2} \right) + \frac{1}{P_e R^n} \frac{\partial}{\partial R} \left(R^n \frac{\partial \Theta}{\partial R} \right). \quad (13)$$

Диссипация тепловой энергии для асимметричного движения представляется так [13]:

$$\Phi = 2 \left[\left(\frac{\partial v}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{v}{r} n \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 \right] + \left[\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial u}{\partial r} \right]^2. \quad (14)$$

Генерация энтропии в безразмерной форме равна:

$$E_g = \left(\frac{\partial \Theta}{\partial Z} \right)^2 + \left(\frac{\partial \Theta}{\partial R} \right)^2 + (1-f) Br_m \left\{ 2 \left[\left(\frac{\partial V}{\partial R} \right)^2 + \left(\frac{V}{R} n \right)^2 + \left(\frac{\partial U}{\partial Z} \right)^2 \right] + \left[\frac{\partial V}{\partial Z} + \frac{\partial U}{\partial R} \right]^2 \right\} + f \frac{Br_m}{D_a} [\bar{V}]^2. \quad (15)$$

В уравнениях (11 – 15) приняты обозначения:

$Z = z/z_{in}$; $U = u/u_{in}$; $V = v/v_{in}$; $R = r/r_{in}$; $\Theta = (T - T_{in})/T_w - T_{in}$; $P = p/p_{in}$;
 $\Theta = (T - T_{in})/T_w - T_{in}$; $P = p/p_{in}$; $D_a = k/r_0$ – число Дарси; $R_e = \rho \cdot u_{in} \cdot r/\mu$ – число Рейнольдса; Br_m – преобразованное число Брикмана.

Особый интерес представляют графические зависимости величины генерации энтропии от относительного радиуса пор при различных значениях числа Дарси.

Заклучение

Энтропия служит мерой эффективности в энергетическом отношении исследуемых явлений, степень производства энтропии существенно зависит от параметра $\xi = z/r_0$, где r_0 – исходный радиус пористости. С увеличением значения ξ генерация энтропии уменьшается асимптотически, приближаясь к нулевому значению.

Список литературы

1. Пригожин И. Современная термодинамика от тепловых двигателей до диссипативных структур / И.Пригожин, Д. Кондепуди. — М.: «Мир», 2002.— 461с.
2. Gibbs J.W. Elementary Principles in Statical Mechanics - New - Hawen Ya le University Press, 1902.
3. Bejan A. Entropy Generation through Heat and Fluid Flow, John Wiley and Sons, New York. 1982.
4. Bejan A., Tsatsaronis G., Moran M. Thermal Design and Optimization, John Wiley and Sons, New York, 1996.
5. Olivera De, Schwarzer B., Le Goff P., Tondcur D. Comparison of the entropic, exergetic and economic optima of a heat exchanger, in: D. Kouremenos, G. Tsatsaronis, C. Rakopoulos (Eds.) Proceedings of International Conference ATHENS'91 Analysis of Thermal and Energy Systems, 1991, pp. 105–116.
6. Morosuk T. Porous media theory for fouling problems in heat exchangers of refrigeration machines and heat pumps, on current issues on heat and mass transfer in porous media, in: Proceedings of the NATO Advanced Study Institute on Porous Media, 9–20 June 2003, Neptun, Romania, 2003, pp. 406–416.
7. Mohamad A.A. Heat transfer enhancements in heat exchangers fitted with porous media Part I: constant wall temperature. *Int. J. Therm. Sci.* 42 (2003) 385–395.
8. Webb R.L. Principles of Enhanced Heat Transfer, Wiley, New York, 1994.
9. Lauriat G., Ghafir R., Forced convective transfer in porous media, in: K. Vafai, H.A. Hadim (Eds.), *Handbook of Porous Media*, Marcel Dekker, New York, 2000.
10. Poulikakos D., Kazmierczak M. Forced convection in a duct partially filled with a porous material, *ASME J. Heat Transfer* 109 (1987) 653–662.
11. Jang J.Y., Chen J.L. Forced convection in a parallel plate channel partially filled with a high porosity medium. *Int. Commun. Heat Mass Transfer* 19

(1992) 263–273.

12. Lage J.L., Narasimhan A. Porous media enhanced forced convection fundamentals and applications, in: K. Vafai, H.A. Hadim (Eds.), Handbook of Porous Media, Marcel Dekker, New York, 2000.
13. Bird R.B., Stewart W.E., Lightfoot E.N. Transport Phenomena, second ed., John Wiley and Sons, New York, 2001.

Викладено закономірності виробництва ентропії. Наведено аналіз ентропії процесів тепломасообміну в пористих середовищах.

Ентропія, пористе середовище, процес тепломасообміну.

Presented laws of entropy. The analysis of heat and mass transfer processes of entropy in porous media.

Entropy, porous medium, heat and mass transfer process.