УДК 532.5

Кізілова Н. М., д. ф.-м. н., проф.
Ткаченко Є.Д., студент

**Особливості тепломасообміну в
ламінарних течіях мікро і нанорідин по
трубках і каналах**

¹Харківський національний університет ім.
В.Н. Каразіна, Харків, Україна, пл. Свободи 4,
e-mail: kizilova@univer.kharkov.ua

²Харківський національний університет ім.
В.Н. Каразіна, Харків, Україна, пл. Свободи 4,
e-mail: evgeniytkachenko3@gmail.com

N. M. Kizilova, Dr. Sci. (Phys.-Math.), Prof.
Ye.D. Tkachenko, student

**Features of heat and mass exchange in
laminar flows of micro and nanofluids in
tubes and channels**

¹V.N. Karazin Kharkiv National University, 61022,
Kharkov, Svobody sq., 4,

e-mail: kizilova@univer.kharkov.ua

²V.N. Karazin Kharkov National University,
61022, Kharkov, Svobody sq., 4,
e-mail: evgeniytkachenko3@gmail.com

В останні роки була показана висока ефективність використання суспензій наночастинок для охолодження працюючих систем в порівнянні з однорідною рідиною і експериментально підібрані параметри суспензій, ефективних для різних конкретних пристроїв. В роботі наведено короткий огляд відповідних експериментальних даних, а також математичних моделей течії мікро- і нанорідин, заснованих на рівняннях Нав'є-Стокса для нестискуваних рідин з граничними умовами, що включають тангенціальний перенос імпульсу частинок і стрибок температури за рахунок дифузного віддзеркалення на шорсткуватих стінах. Для випадку ламінарної течії між нескінченними паралельними пластинами з постійними потоками тепла через пластини виписані аналітичні розв'язки для поля швидкостей і температур. Чисельні розрахунки показали, що зі збільшенням коефіцієнтів переносу імпульсу на пластинах течія істотно прискорюється, що сприяє збільшенню об'ємної витрати при тому ж перепаді тисків на кінцях каналу за рахунок зниження в'язкого тертя на стінці. Відповідно, збільшується теплопереніс через пластини і відведення тепла з потоком рідини. Грунтуючись на отриманих аналітичних співвідношеннях, можна підбирати параметри поверхонь пластин так, щоб оптимізувати роботу системи, наприклад, знижувати витрати енергії на в'язку і теплову дисипацію або отримувати однорідні розподіли температури в рідині при несиметричних притоках тепла крізь пластини.

Ключові слова: мікрофлюїдика, нанофлюїдика, тепломасообмін, ламінарні течії.

In recent years, high efficiency of using suspensions of nanoparticles for cooling of the operating systems compared to a homogeneous liquid has been shown, and the parameters of suspensions effective for various specific devices have been selected in experiments. A brief review of the relevant experimental data, as well as mathematical models of the flow of micro- and nanofluids, based on the incompressible Navier-Stokes equations with boundary conditions accounting for tangential momentum transfer of the particles and temperature jump due to diffuse reflection at rough walls, are presented. For the case of a laminar flow between infinite parallel plates with constant heat fluxes through the plates, an analytical solution is obtained for the velocity and temperature fields. Numerical calculations showed that with an increase in the momentum transfer coefficients at the plates, the flow accelerates significantly, which contributes to an increase in volumetric flow with the same pressure drop across the channel due to a decrease in the shear stress at the wall. Correspondingly, the heat transfer through the plates and the heat removal with the fluid flow increase. Based on the obtained analytical relationships, it is possible to select the parameters of the plate surfaces in such a way as to optimize the system, for example, to reduce the energy loss due to viscous and thermal dissipation or to obtain uniform temperature distributions in the liquid with asymmetric heat flows through the plates.

Key Words: microfluidic, nanofluidics, heat and mass transfer, laminar flows.

Статтю представив д.ф.-м.н., проф. Жук Я. О.

© Н. М. Кізілова, Є.Д. Ткаченко, 2018

1. Вступ

Для охолодження діючих механізмів, таких як генератори, рефрижератори, кондиціонери, хімічні реактори, двигуни та ін., використовуються системи циркуляції рідин, які відводять тепло. При цьому досить важливим є задача збільшення теплопровідних і теплоємнісних властивостей таких рідин. В останні роки в зв'язку з розвитком ринку мікро- і нанопристроїв (мініатюрні паливні елементи, двигуни, генератори, кулери, мікро електронно-механічні системи (MEMS) та інші) виникла необхідність розробки ефективних систем охолодження, що використовують циркуляцію рідин по трубках з діаметрами $d < 500$ мкм. У зв'язку з великими значеннями в таких системах співвідношення поверхня/об'єм, а значить, і витрат на тертя, задача забезпечення відповідних термомеханічних властивостей рідин стає дуже актуальною.

Починаючи з публікацій [1,2], в великому числі експериментальних робіт було показано, що додавання до несучої рідини невеликого числа наночастинок (НЧ), таких як оксиди металів, нанотрубки або фулерени, навіть в малих концентраціях $C \leq 5\%$, призводить до збільшення теплопровідності рідини на 10-50%, при цьому не змінюючи істотно її в'язкість і не повідуючи з'явлення неньютонівських властивостей нанорідини [3-6].

Вуглецеві нанотрубки (ВНТ) мають діаметри $d = 1-100$ нм і довжини прядка мікрметра. При цьому теплопровідності одношарових (ОШ ВНТ) і багатшарових (БШ ВНТ) складають $k=6600$ Вт/м·К і $k=3000$ Вт/м·К відповідно [7,8], що на порядок вище, ніж у металів. Збільшення швидкості відводу тепла при використанні суспензій ВНТ замість чистого розчинника залежить від концентрації ВНТ і числа Рейнольдса [9]. Зі зростанням концентрації НЧ коефіцієнт теплопровідності k зростає, але також зростає і в'язкість μ суспензії. Як було показано в експериментах на водних суспензіях БШ ВНТ, k і μ є функціями числа Re , і при великих концентраціях ВНТ в'язкість зростає в 4 рази швидше, ніж коефіцієнт теплопровідності [10], що знижує ефективність роботи системи охолодження.

При додаванні до звичайної охолоджуючої рідини, що циркулює по трубках вторинного охолодження трубчастого нагрівального елемента, всього 0.45% об'єму БШ ВНТ ефективність тепловідведення збільшувалася на 160% [11]. При додаванні до

слабоконцентрованих суспензій ВНТ невеликої кількості наночастинок магнетиту Fe_2O_3 можна отримати істотне зростання теплопровідності при використанні зовнішнього магнітного поля [12].

Таким чином, дослідження особливостей теплопереносу в ламінарних течіях несучих рідин з додаванням мікро / наночастинок представляє великий інтерес для сучасних технологій.

2. Математичні моделі тепломасопереносу при течіях мікро / нанорідин

При течіях по трубках і каналах слабоконцентрованих суспензій мікро/ наночастинок залежності об'ємної витрати від рушійної сили досить добре описуються рівняннями Нав'є-Стокса і класичної теорії теплопровідності для нестисливої однорідної мікрорідини з урахуванням граничних умов прослизання першого порядку для швидкості і стрибка для температури на твердих стінках у вигляді [13]

$$\left(u - u_w - \frac{2 - \sigma_v}{\sigma_v} Kn \frac{\partial u}{\partial n} - \frac{3(\gamma - 1)}{2\pi\gamma} \frac{Kn^2 Re}{Ec} \frac{\partial T}{\partial s} \right) \Big|_{\partial\Omega} = 0, \quad (1)$$

$$\left(T - T_w - \frac{2\gamma(2 - \sigma_T)}{(\gamma + 1)\sigma_T} \frac{Kn}{Pr} \frac{\partial T}{\partial n} \right) \Big|_{\partial\Omega} = 0,$$

де $\partial\Omega$ - тверда стінка, u і u_w , T і T_w - швидкості руху і температури рідини та стінки відповідно, s і n - дотичний і нормальний напрямки відносно стінки, σ_v - коефіцієнт тангенціального переносу імпульсу (moment accumulation coefficient), σ_T - коефіцієнт акумуляції тепла (thermal accommodation coefficient), $\gamma = C_p / C_v$ - відношення питомих теплоємностей при постійному тиску і об'ємі, $Re = \rho u D / \mu$ - число Рейнольдса, $Pr = C_p \mu / k$ - число Прандтля, $Ec = u^2 / C_p \Delta T$ - число Екерта, k - коефіцієнт теплопровідності рідини, ΔT - характерна різниця температур рідини і стінки.

У разі нанорідин має місце прослизання з граничною умовою другого порядку [13]

$$\left(u - u_w - aKn \frac{\partial u}{\partial n} - bKn^2 \frac{\partial^2 u}{\partial n^2} \right) \Big|_{\Gamma} = 0, \quad (2)$$

де $a = (2 - \sigma) / \sigma$, $b = const$, причому за даними [13] $a \in [1; 1.1466]$, $b \in [0.5; 1.309]$. Умови (1)-(2)

були отримані шляхом розкладання виразів для швидкості і температури в ряди Тейлора з точністю до похідних 1-го і 2-го порядку відповідно.

У випадку ламінарних течій аналітичні рішення з граничними умовами (1) - (2) були отримані для течій Куетта між нескінченними паралельними пластинами і циліндрами, що обертаються, для течій Пуазейля по трубах з круговим, прямокутним, трикутним перетинами, між коаксіальними циліндрами та по похилому лотку [14], а також теплопереносу в течіях Куетта між нескінченними паралельними пластинами і для течій Пуазейля по трубах з круговим [13] перетином. Було показано, що за рахунок наявності прослизання можна істотно збільшити об'ємну витрату при тому ж перепаді тисків за рахунок зниження в'язкого тертя на стінці і дисипації енергії [13,14], що пояснює багато феноменів, наприклад, в 200 разів менший гідравлічний опір фільтрів, які складаються з паралельних пучків нанотрубок, в порівнянні з опорами, розрахованими для них по формулі Пуазейля [15], а також багатьом іншим експериментально відомим явищам (див. огляд літератури в [14]).

3. Постановка и розв'язок задачі

Розглядається ламінарна течія $\vec{u} = u\vec{e}_x$ нестискуваної нанорідини між нескінченними паралельними пластинами з урахуванням теплопереносу на поверхнях пластин. Рівняння імпульсу і енергії мають вигляд

$$\frac{d^2u}{dy^2} = \frac{1}{\mu} \frac{dp}{dx}, \quad \rho c_p u \frac{\partial T}{\partial x} = k \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \mu \left(\frac{du}{dy} \right)^2 \quad (3)$$

де $\vec{u} = u(y)\vec{e}_x$, ρ , μ , c_p , k - щільність, в'язкість, питома теплоємність і теплопровідність рідини.

На поверхнях пластин мають місце граничні умови вигляду (2), в загальному випадку різні за величиною на верхній і нижній пластинах:

$$y = h: \quad u = -\alpha_1 \frac{\partial u}{\partial y} - \beta_1 \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \xi \frac{\partial T}{\partial x}, \quad (4)$$

$$\frac{\partial T}{\partial y} + \zeta_1 \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} = q_1 / k, \quad (5)$$

$$y = -h: \quad u = \alpha_2 \frac{\partial u}{\partial y} - \beta_2 \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \xi \frac{\partial T}{\partial x}, \quad (6)$$

$$\frac{\partial T}{\partial y} + \zeta_2 \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} = -q_2 / k, \quad (7)$$

$$\text{де} \quad \xi = \frac{3(\gamma-1)}{2\pi\gamma} \frac{Kn^2 Re}{Ec}, \quad \zeta_j = \frac{2\gamma(2-\sigma_{Tj})}{(\gamma+1)\sigma_{Tj}} \frac{Kn}{Pr},$$

$\alpha_j = C_{1j}Kn_j$, $\beta_j = C_{2j}Kn_j^2$, q_j - задані постійні потоки тепла на пластинах.

Розв'язок першого рівняння (3) з граничними умовами (2) має вигляд [14]

$$u(y) = \frac{\delta p}{2\mu L} (h^2 + A + By - y^2) + \xi \frac{\partial T}{\partial x}, \quad (8)$$

де

$$A = 2 \frac{h^2(\alpha_2 + \alpha_1) + h(\beta_1 + \beta_2 + 2\alpha_1\alpha_2) + \alpha_2\beta_1 + \alpha_1\beta_2}{2h + \alpha_1 + \alpha_2},$$

$$B = 2 \frac{\beta_1 - \beta_2 + h(\alpha_1 - \alpha_2)}{2h + \alpha_1 + \alpha_2}, \text{ причому}$$

$$\frac{\partial T}{\partial x} \equiv C = \text{const}, \text{ оскільки } u = u(y).$$

Як випливає з (8), при позитивних значеннях параметрів $\alpha_1, \alpha_2, \beta_1, \beta_2$ завжди є перенесення імпульсу вздовж пластин в напрямку течії, так що $A > 0$. Якщо пластини однакові і $\alpha_1 = \alpha_2$, $\beta_1 = \beta_2$, то профіль швидкості симетричний. При $\alpha_1 \neq \alpha_2$, $\beta_1 \neq \beta_2$ профіль швидкості стає несиметричним і $\max(u)$ досягається при $y = B/2$. При $\alpha_1 = \alpha_2 = 0$, $\beta_1 = \beta_2 = 0$, (7) переходить у відому формулу для течії Пуазейля ньютонівської рідини між пластинами.

Поле температур в каналі має вигляд

$$T(x, y) = Cx + \theta(y) \quad (9)$$

Підставляючи (8) і (9) в друге рівняння (3), отримаємо ЗДУ для $\theta(y)$

$$\theta''(y) = \chi C \frac{\delta p}{2\mu L} (h^2 + A + By - y^2) + \quad (10)$$

$$+ \chi \xi C^2 - \psi,$$

де $\chi = \rho c_p / k$ - коефіцієнт температуропровід-

$$\text{ності, } \psi = \frac{(\delta p)^2}{4\mu L^2 k}.$$

Інтегруючи (10), отримаємо для температури:

$$T(x, y) = Cx + \frac{\chi \delta p}{2\mu L} \left((h^2 + A) \frac{y^2}{2} + \right. \quad (11)$$

$$\left. + B \frac{y^3}{6} - \frac{y^4}{24} \right) + \chi \xi C^2 \frac{y^2}{2} + K_1 y + K_2,$$

де $K_{1,2}$ - постійні інтегрування, які можна знайти із граничних умов (5), (7). В силу громіздкості вирази для $K_{1,2}$ і C тут не наведені.

4. Чисельні розрахунки та обговорення результатів

Чисельні розрахунки профілів швидкості (8) і поля температур (11) проводились при різних наборах значень параметрів моделі, для яких є результати вимірювань на різних технічних мікрорідинах [13]. Залежності $u^\circ(y^\circ)$, $Y^\circ(n)$ і $T^\circ(x^\circ, y^\circ)$, де позначення $^\circ$ відповідають безрозмірній величині, $Y = Q / \delta p$ – гідравлічна провідність каналу, наведені на Рис.1а-в для різних наборів параметрів поверхонь пластин. Відповідні характерні значення є $u^* = h^2 \delta p / (2 \mu L)$, $Y^* = u^* h / \delta p$, $T^* = u^* \chi$.

Позначки 1 на Рис.1а-в відповідають течії Пуазейля без прослизання. За рахунок дифузного віддзеркалення на шорсткуватих стінках в напрямку течії вдається істотно збільшити швидкість течії (криві 2-7 в порівнянні з 1, Рис.1а), причому коефіцієнти, що визначають кривизну профілю швидкості біля стінки, так само істотно прискорюють потік (криві 4 і 5), як і значення власне тангенціального переносу імпульсу $\alpha_{1,2}$ (криві 2 і 3). Схожі результати були отримані в [13] для випадку симетричних пластин $\alpha_1 = \alpha_2$, $\beta_{1,2} = 0$.

Відповідно, зі зростанням $\alpha_{1,2}$ і $\beta_{1,2}$ зростає провідність каналу (Рис.1б), причому при деяких різних наборах профілі швидкості асиметричні (3 і 4, Рис.1а), а провідності однакові (3 і 4, Рис.1б). За рахунок невеликих змін шорсткості стінок можна збільшити провідність каналу якнайменш в два рази в порівнянні з Пуазейлівською течією (1 і 5, Рис.1б) навіть при невеликих концентраціях НЧ ($C < 5\%$), що підтверджується результатами експериментів при тих же наборах параметрів [13].

За рахунок тангенціального переносу на стінці і стрибка температури, що визначається величиною параметра ξ в (4), (6), перенесення тепла від нагрітих пластин значно інтенсивніше (розподіли 2-7, Рис.1в), ніж в течії Пуазейля (1, Рис.1в). На Рис.1в наведені результати розрахунків для випадку $|q_{y=h}| / |q_{y=-h}| = 2$; при цьому температура рідини залишається вище з боку більш нагрітої стінки. Відведення тепла тим

Рис.1. Залежності $u^\circ(y^\circ)$ (а), $Y^\circ(n)$ (б), $T^\circ(x^\circ, y^\circ)$ (в) для $n=7$ значень наборів параметрів

$$\{\alpha_1^\circ, \alpha_2^\circ, \beta_1^\circ, \beta_2^\circ\} = \{0, 0, 0, 0\} - 1, \{0.05, 0.02, 0.1, 0.05\} - 2, \{0.1, 0.05, 0.1, 0.05\} - 3, \{0.1, 0.1, 0.05, 0.05\} - 4, \\ \{0.1, 0.1, 0.1, 0.1\} - 5, \{0.15, 0.15, 0.1, 0.1\} - 6, \\ \{0.5, 0.1, 0.05, 0.1\} - 7.$$

інтенсивніше, чим вище швидкість рідини за рахунок підбору комбінацій коефіцієнтів $\alpha_{1,2}$ і $\beta_{1,2}$, проте на осі симетрії каналу температура слабо залежить від цих параметрів, хоча

залишається вище, ніж при відсутності прослизання. Мабуть, для більш інтенсивного відводу тепла потрібно використовувати турбулентні течії нанорідин, що забезпечить кращий конвективний переніс за рахунок турбулентного перемішування. Якщо в технічному пристрої проточна система, яка охолоджує, знаходиться в умовах $|q_{y=h}| \neq |q_{y=-h}|$, то робота такої системи може бути оптимізована для отримання більш однорідних температур в поперечному перерізі за рахунок підбору коефіцієнтів α_1, β_1 і α_2, β_2 на протилежних стінках, щоб швидкість виробництва ентропії

$$\sigma_s = \int_{-h}^h \left(\frac{\lambda}{T^2} (\nabla T)^2 + \frac{\Pi : \nabla \vec{v}}{T} \right) dy \quad (12)$$

була постійною уздовж каналу, що відповідає оптимальним проточним системам в природі і техніці [16].

5. Висновки

Таким чином, для випадку ламінарних течій нанорідин в каналах різної форми можна отримати аналітичні розв'язки як для течій з постійною температурою [14], так і для випадку нерівномірно нагрітих стінок каналів. Відповідні розв'язки дуже важливі для валідації результатів чисельних розрахунків у випадках тривимірної

геометрії, неньютоновських властивостей рідини, неламінарних течій та ін.

За рахунок підбору набору параметрів, що характеризують величину тангенціального переносу імпульсу і кривизни профілю швидкості у шорсткуватих стінках каналу можна значно прискорити течію за рахунок збільшення гідравлічної провідності каналу та збільшити швидкість відводу тепла як за рахунок стрибка температур на стінці, так і прискорення конвективного теплопереносу.

При рідинному охолодженні компонент неоднорідно нагрітих елементів (тобто при різних теплопродукціях на стінках каналу) можна контролювати розподіл температур в поперечному перерізі за рахунок параметрів стінок. Наприклад, у багатьох прикладеннях (хімічні, мікробіологічні реактори і ін.) потрібна підтримка однорідної температури за перетином каналу.

Наведені результати відносяться також і до випадку відводу тепла від стінок каналу та охолодження нагрітих рідин, наприклад, в електричних паливних елементах [17]. За допомогою отриманого аналітичного рішення можна розв'язувати задачі оптимізації, наприклад, на основі принципу мінімуму виробництва ентропії [16], розрахованої за (13).

Список використаних джерел

1. Choi S., Eastman J. Enhancing thermal conductivity of fluids with nanoparticles. In: Proc. of ASME Intern. Mechanical Engineering Congress. San Francisco. – 1995. – P. 99–105.
2. Choi S., Zhang Z.G., Yu W., Lockwood F.E., Grulke E.A. Anomalous thermal conductivity enhancement in nanotube suspensions. // Appl. Phys. Lett. – 2001. – 79. – P. 2252–2254.
3. Eastman J., Phillpot S., Choi S., Keblinski P. Thermal transport in nanofluids. // Ann. Rev. Mater. Res. – 2004. – 34. – P. 219–246
4. Wang X.-Q., Mujumdar A.S. Heat transfer characteristics of nanofluids: a review. // Intern. J. Therm. Sci. – 2007. – 46. – P. 1–19.
5. Trisaksri V., Wongwises S. Critical review of heat transfer characteristics of nanofluids. // Renew. Sustain. Energy Rev. – 2007. – 11. – P. 512–523.
6. Kakac S., Pramuanjaroenkij A. Review of convective heat transfer enhancement with nanofluids. // Int. J. Heat Mass. Transfer. – 2009. – 52. – P. 3187–3196.
7. Hone J. Carbon nanotube thermal

References

1. CHOI, S., EASTMAN, J. (1995) Enhancing thermal conductivity of fluids with nanoparticles. In: *Proc. ASME Intern. Mechanical Engineering Congress*. San Francisco. P. 99–105.
2. CHOI, S., ZHANG, Z.G., YU, W., LOCKWOOD, F.E., GRULKE, E.A. (2001) Anomalous thermal conductivity enhancement in nanotube suspensions. *Appl. Phys. Lett.* V. 79. p. 2252–2254.
3. EASTMAN, J., PHILLPOT, S., CHOI, S., KEBLINSKI, P. (2004) Thermal transport in nanofluids. *Ann. Rev. Mater. Res.* V.34. p. 219–246.
4. WANG, X.-Q., MUJUMDAR, A.S. (2007) Heat transfer characteristics of nanofluids: a review. *Intern. J. Therm. Sci.* V. 46. p. 1–19.
5. TRISAKSRI, V., WONGWISES, S. (2007) Critical review of heat transfer characteristics of nanofluids. *Renew. Sustain. Energy Rev.* V. 11. p. 512–523.
6. KAKAC, S., PRAMUANJAROENKIJ, A. (2009) Review of convective heat transfer enhancement with nanofluids. *Int. J. Heat Mass*

- properties. In: Dekker Encycl. Nanosci. Nanotechnol. – 2004. – P. 603–610.
8. Antar Z., Noel H., Feller J.F., Glouannec P., Elleuch K. Thermophysical and radiative properties of conductive biopolymer composite. // Mater. Sci. Forum. – 2012. – 714. – P. 115–122.
9. Ding Y., Alias H., Wen D., Williams R.A. Heat transfer of aqueous suspensions of carbon nanotubes. // Int. J. Heat Mass Transf. – 2006. – 49. – P. 240–250.
10. Meyer J., McKrell T., Grote K. The influence of multi-walled carbon nanotubes on single-phase heat transfer and pressure drop characteristics in the transitional flow regime of smooth tubes. // Int. J. Heat Mass Transf. – 2013. – 58. – P. 597–609.
11. Kumaresan V., Velraj R., Das S.K. Convective heat transfer characteristics of secondary refrigerant based CNT nanofluids in a tubular heat exchanger. // Int. J. Refrig. – 2012. – 35. P. 2287–2296.
12. Hong H., Wright B., Wensel J., Jin S., Ye X.R., Roy W. Enhanced thermal conductivity by the magnetic field in heat transfer nanofluids containing carbon nanotube. // Synth. Metals. – 2007. – 157. – P. 437–440.
13. Karniadakis G.E., Beskok A., Aluru N. Microflows and nanoflows: Fundamentals and simulation. // Interdisc. Appl. Math. Series. – 2005. – 29. – P. 51–77.
14. Cherevko V., Kizilova N. Complex flows of immiscible microfluids and nanofluids with velocity slip boundary conditions. In: Nanophysics, Nanomaterials, Interface Studies, and Applications. – 2017. – P. 207–230.
15. Noya A., Parka H.G., Fornasiero F., Holt J.K., Grigoropoulos S.P., Bakajin O. Nanofluidics in carbon nanotubes. // Nanotoday. – 2007. – 2. – P. 22–29.
16. Bejan A. Entropy Generation Minimization: The Method of Thermodynamic Optimization of Finite-Size Systems and Finite-Time Processes. CRC Press, NY. – 2013. – 400p.
17. Sauermoser M., Fossati G., Kizilova N., Kjølstrup S. Modelling Electrochemical Cells with Porous Electrodes. The Proton Exchange Membrane Fuel Cell. // ECS Trans. – 2018. – 92. – P. 279–292.
- Transfer. V. 52. p. 3187–3196.
7. HONE, J. (2004) Carbon nanotube thermal properties. In: Dekker Encycl. Nanosci. Nanotechnol. p. 603–610.
8. ANTAR, Z., NOEL, H., FELLER, J.F., GLOUANNEC, P., ELLEUCH, K. (2012) Thermophysical and radiative properties of conductive biopolymer composite. Mater. Sci. Forum. V. 714. p. 115–122.
9. DING, Y., ALIAS, H., WEN, D., WILLIAMS, R.A. (2006) Heat transfer of aqueous suspensions of carbon nanotubes. Int. J. Heat Mass Transf. V. 49. p. 240–250.
10. MEYER, J., MCKRELL, T., GROTE, K. (2013) The influence of multi-walled carbon nanotubes on single-phase heat transfer and pressure drop characteristics in the transitional flow regime of smooth tubes. Int. J. Heat Mass Transf. V. 58. p. 597–609.
11. KUMARESAN, V., VELRAJ, R., DAS, S.K. (2012) Convective heat transfer characteristics of secondary refrigerant based CNT nanofluids in a tubular heat exchanger. Int. J. Refrig. V. 35. p. 2287–2296
12. HONG, H., WRIGHT, B., WENSEL, J., JIN, S., YE, X.R., ROY, W. (2007) Enhanced thermal conductivity by the magnetic field in heat transfer nanofluids containing carbon nanotube. Synth. Metals. V. 157. p. 437–440.
13. KARNIADAKIS, G.E., BESKOK, A., ALURU, N. (2005) Microflows and nanoflows: Fundamentals and simulation. Interdisc. Appl. Math. Series. V.29, p. 51–77.
14. CHEREVKO, V., KIZILOVA, N. (2017) Complex flows of immiscible microfluids and nanofluids with velocity slip boundary conditions. In: Nanophysics, Nanomaterials, Interface Studies, and Applications. p. 207–230.
15. NOYA, A., PARKA, H.G., FORNASIERO, F., HOLT, J.K., GRIGOROPOULOS, S.P., BAKAJIN, O. (2007) Nanofluidics in carbon nanotubes. Nanotoday. V. 2. p. 22–29.
16. BEJAN A. (2013) Entropy Generation Minimization: The Method of Thermodynamic Optimization of Finite-Size Systems and Finite-Time Processes. CRC Press, NY. 400p.
17. SAUERMOSE M., FOSSATI G., KIZILOVA N., KJELSTRUP S. (2018) Modelling Electrochemical Cells with Porous Electrodes. The Proton Exchange Membrane Fuel Cell. ECS Trans. 92. - P. 279–292.