

УДК 536.246

Д. В. Степанов, к. т. н., доц.;
С. Й. Ткаченко, д. т. н., проф.

МЕТОДИ РОЗРАХУНКУ ТЕПЛОВІДАЧІ ВІД СТІНКИ ДО ЛОКАЛЬНОГО НЕРІВНОМІРНОГО ГАЗОРІДИННОГО СЕРЕДОВИЩА

Проведено аналіз гідродинамічних і теплообмінних особливостей локального нерівномірного газорідинного середовища. Виконано уточнення методики обробки експериментальних результатів. Запропоновано розрахункові залежності для визначення інтенсивності тепловіддачі від стінки до локального нерівномірного газорідинного середовища.

В багатьох технологічних процесах використовують двофазні одно- та багатокомпонентні газорідинні середовища. В процесі підведення газової фази під шар рідини і під час барботування характер теплообмінних процесів від стінки до такого середовища визначається щільністю розташування барботувальних отворів по перерізу посудини з рідиною. В літературі достатньо повно описані результати досліджень теплообміну в умовах масового барботування по всьому перерізу посудини [1, 2].

Але в умовах маловитратних процесів термостабілізації ємностей з якісною теплоізоляцією вбудовані теплообмінники мають невеликі поверхні теплообміну. Тому масове барботування буде приводити до перевитрат енергії для перекачування газу. Очевидно, що в даному випадку, доцільно створювати локальне газорідинне середовище в області розташування теплообмінної поверхні.

В зв'язку з невеликими витратами газу характер омивання поверхні стає нерівномірним. Деякі ділянки омиваються однофазним, а інші двофазним середовищем.

Для дослідження гідродинамічних та теплообмінних процесів в локальному нерівномірному газорідинному середовищі створений експериментальний стенд, описаний в [3]. В роботі [4] розглянуті гідродинамічні особливості такого середовища і подані результати визначення інтенсивності тепловіддачі в першому наближенні.

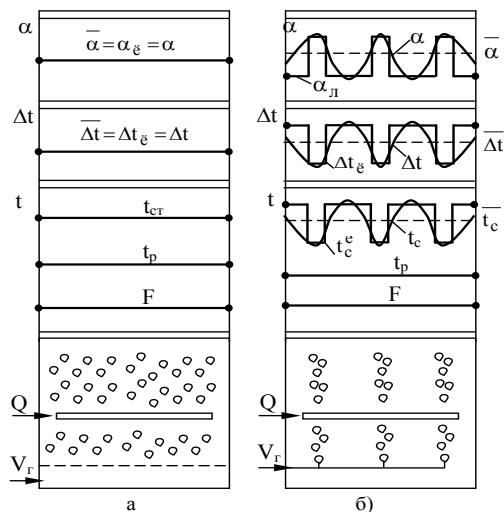


Рис. 1. До визначення температурних напорів між грійною стінкою і рівномірним (а) та нерівномірним (б) газорідинним середовищем

Для уточнення отриманих результатів і повнішого аналізу теплообмінних процесів розглянемо розподіл основних параметрів в умовах масового та локального нерівномірного омивання поверхні (рис. 1).

Особливостями рівномірного газорідинного середовища є рівномірність питомого теплового потоку та середніх температурних напорів вздовж поверхні теплообмінника $q = const$, $\overline{\Delta t} = const$, тому за формулою

Ньютона-Ріхмана $\alpha = q/\Delta t$ середнє значення коефіцієнта тепловіддачі від стінки до рівномірного газорідинного середовища (див. рис. 1а) також незмінне

вздовж поверхні теплообмінника $\alpha = const$. В процесі розрахунку коефіцієнта тепловіддачі в умовах нерівномірного газорідинного середовища (див. рис. 1б) експериментальне визначення середнього температурного напору ускладнюється. Авторами [4] ця величина визначалася як середньоарифметичне значення показань термопар в трьох перерізах по довжині тепловідільного елемента (ТВЕ), але через дискретність встановлення термопар виникають похибки,

пов'язані з розміщенням термопари в ділянки елемента з омиванням одно- або двофазним середовищем.

Під час досліджень основні параметри змінювались в такому діапазоні: питомий тепловий потік $q = 0,5...15 \text{ кВт/м}^2$; середньомасова температура рідини $t_p = 22...34 \text{ }^\circ\text{C}$; витрата газу $V_g = (0,4...1,275) \cdot 10^{-4} \text{ м}^3/\text{с}$; кількість барботувальних отворів на 1 м довжини ТВЕ $n_L = 2,94...17,65 \text{ м}^{-1}$.

На рис. 2 показані схеми реального встановлення спаїв термопар та отворів барботувального пристрою під час проведення експериментальних досліджень, описаних в [4].

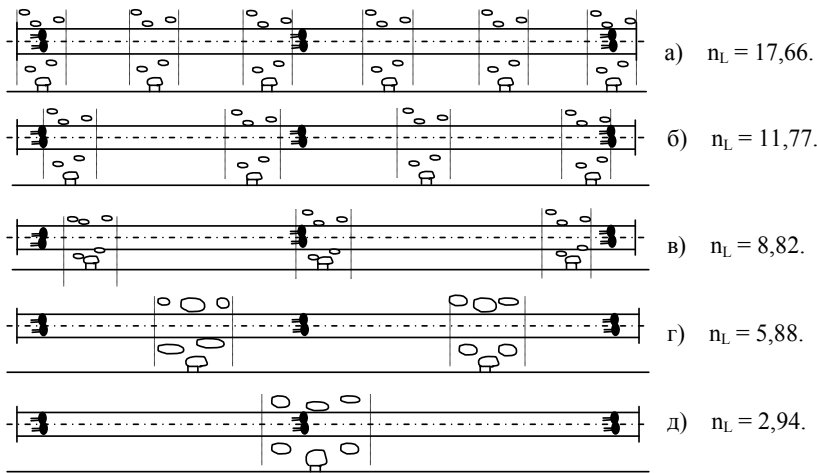


Рис. 2. Схеми встановлення отворів барботажного пристрою та термопар під час проведення досліджень

Діаметр ТВЕ складав $d/d_{\text{вн}} = 0,025/0,013 \text{ м}$, довжина $L = 0,340 \text{ м}$.

Виходячи з фізичного змісту та характеру нерівномірного омивання ТВЕ, згідно з рис. 1, середня різниця температур

$$\Delta t_{\text{ср}} = \Delta t_{\text{дф}} \psi + \Delta t_{\text{оф}} (1 - \psi), \quad (1)$$

де ψ — частка ТВЕ, що омивається двофазним середовищем;

$\Delta t_{\text{дф}}$, $\Delta t_{\text{оф}}$ — температурний напір в зоні омивання дво- та однофазним середовищем.

Величина ψ залежить від кількості отворів n_L та зведеної швидкості газу w_g . Методи

визначення ψ , n_L , w_g та відповідні розрахункові формули описані в [4].

Різниця температур в області двофазного омивання

$$\Delta t_{\text{дф}} = q / \alpha_{\text{дф}}. \quad (2)$$

При цьому інтенсивність тепловіддачі $\alpha_{\text{дф}}$ визначається за відомою залежністю, наведеною в [1]

$$\alpha_{\text{дф}} \left(\frac{v_p^2}{g} \right)^{0,333} / \lambda_p = 0,108 \left(w_g / (v_p g)^{0,333} \right)^{0,22} \cdot Pr_p^{0,48}, \quad (3)$$

де v_p , λ_p , Pr_p — кінематична в'язкість, теплопровідність та критерій Прандтля для рідини.

Температурний напір в області однофазного омивання можна визначити, виходячи з усереднених за всіма термопарами експериментальних даних $\Delta t_{\text{експ}}$ із залежності

$$\Delta t_{\text{оф}} = (3 \Delta t_{\text{експ}} - n_{\text{дф}} \Delta t_{\text{дф}}) / n_{\text{оф}}, \quad (4)$$

де $n_{\text{дф}}$, $n_{\text{оф}}$ — кількість термопар, що попадають в область двофазного та однофазного омивання під час певного досліджу.

Тоді коефіцієнт тепловіддачі від стінки до нерівномірного газорідинного середовища

$$\alpha_{\text{ср}} = q / \Delta t_{\text{ср}}. \quad (5)$$

Із (1), (2), (4) та (5) маємо вираз для визначення середнього коефіцієнта тепловіддачі від стінки до нерівномірного газорідинного середовища

$$\alpha_{\text{ср}} = \frac{1}{\frac{\psi}{\alpha_{\text{дф}}} + \frac{1 - \psi}{n_{\text{оф}}} \left(3 \frac{\Delta t_{\text{експ}}}{q} - \frac{n_{\text{дф}}}{\alpha_{\text{дф}}} \right)}. \quad (6)$$

За результатами розрахунків виявлено, що спрощення в процесі експериментального визначення $\Delta t_{\text{експ}}$ в роботі [4] призводить до похибки в розрахунку середнього коефіцієнта тепловіддачі не більше 20 % (рис. 3).

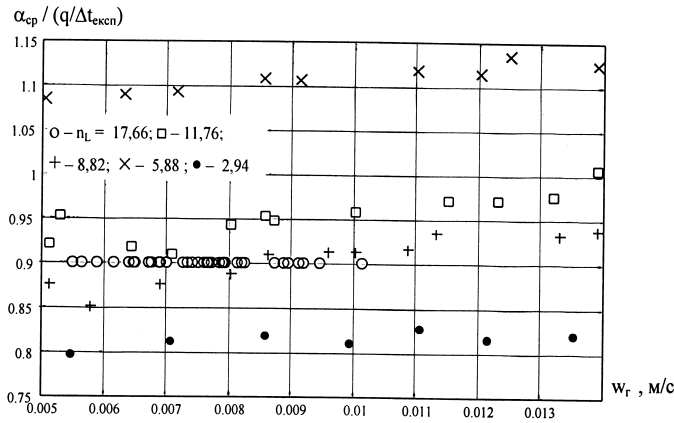


Рис. 3. Розбіжність між α_{cp} і $(q/\Delta t_{експ})$ в залежності від схеми встановлення отворів барботування

Очевидно, що температура стінки нагрівника, температурний напір і коефіцієнт тепловіддачі в різних точках стінки будуть відрізнятись. Це буде викликати тепловий потік, обумовлений теплопровідністю вздовж стінки нагрівника в напрямках осей x та y . Якщо задачу спростити, знехтувати теплопровідністю в коловому напрямку, розглядаючи трубу як плоску стінку (рис. 4), процеси поширення теплоти в стінці можна описати рівнянням Лапласа

$$\frac{d^2 t}{dy^2} + \frac{d^2 t}{dx^2} = 0. \tag{7}$$

Для даного рівняння граничні умови мають вигляд :

$$\begin{aligned} q(x=0...L, y=0) = const; \quad q(x=0, y=0...δ) = 0; \quad q(x=L, y=0...δ) = 0; \\ \Delta t(x=0...L, y=δ) = \Delta t(x); \quad q(x=0...L, y=δ) = \alpha(x) \cdot \Delta t(x=0...L, y=δ). \end{aligned} \tag{8}$$

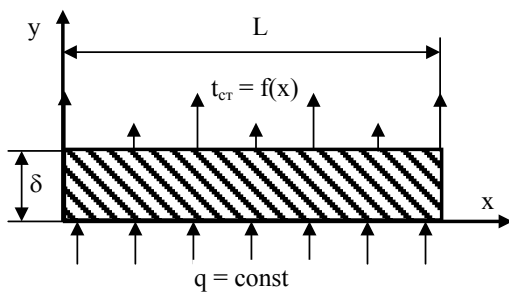


Рис. 4. До задачі розподілу температур в стінці труби

Перша гранична умова враховує сталість теплового потоку на внутрішній стороні стінки ТВЕ. Друга умова — розподіл питомого теплового потоку на поверхні стінки. Третя і четверта умови враховують відсутність теплопереносу через торцеві стінки ТВЕ. В п'ятій умові задається розподіл місцевого температурного напору за умов нерівномірного омивання ТВЕ двофазним середовищем.

Стандартний розв'язок рівняння Лапласа має вигляд

$$t(x,y) = (A \cos \lambda x + B \sin \lambda x) \cdot [C \exp(\lambda y) + D \exp(-\lambda y)], \tag{9}$$

де A, B, C, D, λ — числові коефіцієнти.

Значні ускладнення в процесі розв'язання такої задачі викликає наявність в правій частині однієї з граничних умов (8) шуканої величини.

Розв'язання поставленої задачі аналітичним або числовими шляхами з використанням значної кількості спрощень недоцільне. Тому в першому наближенні розглянемо одновимірну задачу теплопровідності для матеріалу стінки ТВЕ.

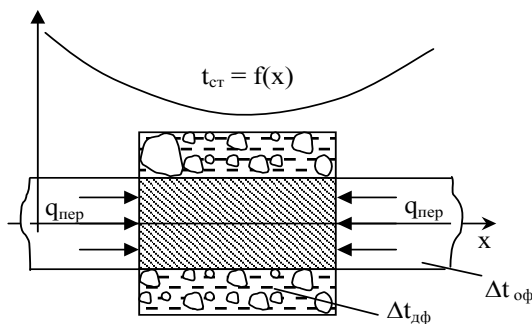


Рис. 5. До визначення теплоперетоків вздовж теплообмінної поверхні

Згідно з законом Фур'є між ділянками з різними температурами буде виникати додатковий тепловий потік перетоків, направлений на вирівнювання температурного поля по довжині ТВЕ (рис. 5)

$$q_{пер} = -\lambda \left(\frac{dt}{dn} \right). \tag{10}$$

В даному випадку тепловий потік буде направлений в горизонтальному напрямку від ділянок з однофазним омиванням, де температура стінки вища, в ділянки з двофазним омиванням, де $t_{ст}$

нижча.

Довжина ділянки перетоків

$$L_{\text{пер}} = 1/(2n_L). \tag{11}$$

Площа зовнішньої поверхні ділянки перетоків

$$F_{\text{діл}} = L_{\text{пер}} \pi d. \tag{12}$$

Площа живого перерізу, через який відбувається переток

$$F_{\text{пер}} = \pi (d^2 - d_{\text{вн}}^2) / 4. \tag{13}$$

Питомий тепловий потік перетоків

$$q_{\text{пер}} = \lambda_{\text{ТВЕ}} (\Delta t_{\text{оф}} - \Delta t_{\text{дф}}) / L_{\text{пер}}, \tag{14}$$

де $\lambda_{\text{ТВЕ}}$ — коефіцієнт теплопровідності матеріалу ТВЕ, Вт/(м²·К).

Тепловий потік від стінки до рідини без врахування перетоків

$$Q_p = q F_{\text{діл}}. \tag{15}$$

Тепловий потік перетоків

$$Q_{\text{пер}} = q_{\text{пер}} F_{\text{пер}}. \tag{16}$$

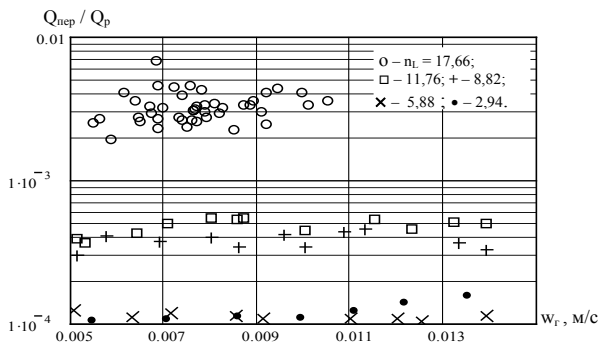


Рис. 6. Залежність відношення теплового потоку перетоків вздовж ТВЕ $Q_{\text{пер}}$ до загального теплового потоку Q_p від w_r і n_L

Згідно з розрахунками за наведеною методикою і початковими даними описаних в [4] експериментів, вплив перетоків на тепловіддачу незначний і складає до 1 % від загального теплового потоку, підведеного від нагрівника (рис. 6).

Для побудови регресійної залежності визначення інтенсивності тепловіддачі від стінки до нерівномірного газорідинного середовища до розгляду приймемо два варіанти побудови залежності

$$Nu = A \left(\frac{w_r}{(v_p g)^{0,333}} \right)^B (Pr_p)^C (n_L)^D, \tag{17}$$

$$Nu = A \left(\frac{w_r}{w_{r\text{кр}}} \right)^B (Pr_p)^C (n_L)^D, \tag{18}$$

де A, B, C, D — коефіцієнти, які визначаються за результатами експериментів; $w_{r\text{кр}}$ — швидкість газу, що відповідає переходу від барботажного до пінного режиму, ця швидкість складає 0,4 м/с [1]; визначальною температурою є середньомасова температура рідини в об'ємі.

За допомогою пакета прикладних програм статистичної обробки даних Statistica 5,0 отримані вирази — аналоги залежності (17) із використанням різних методів регресійного аналізу:

— методом Квазі—Ньютона з $R = 0,982$ (рис. 7а)

$$Nu = 0,014 \left(\frac{w_r}{(v_p g)^{1/3}} \right)^{0,18} (Pr_p)^{0,82} (n_L)^{0,335}; \tag{19}$$

— методом Хука—Дживіса з $R = 0,975$ (рис. 7б)

$$Nu = 0,021 \left(\frac{w_{\Gamma}}{(v_p g)^{1/3}} \right)^{0,19} (Pr_p)^{0,63} (n_L)^{0,31} \quad (20)$$

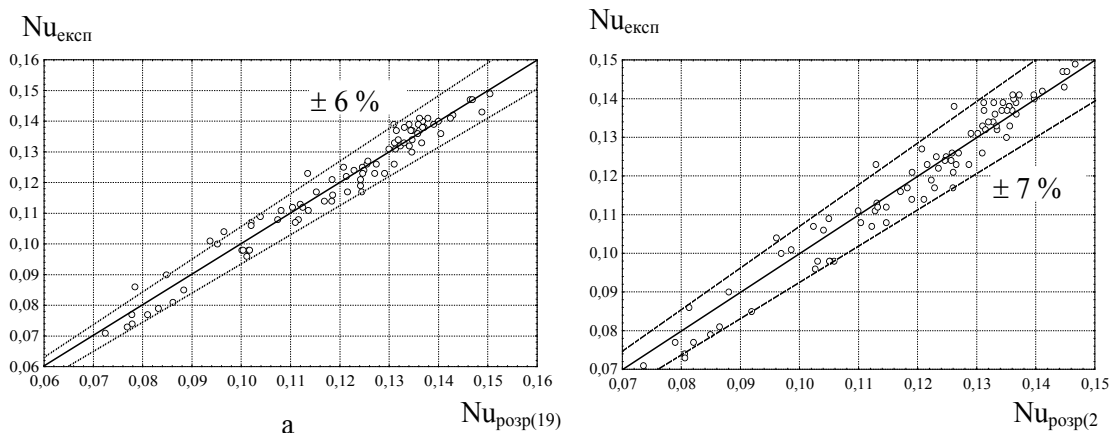


Рис. 7. Зіставлення уточнених експериментальних $Nu_{експ}$ та розрахованих за залежностями (19) $Nu_{розр(19)}$ та (20) $Nu_{розр(20)}$ результатів

На наш погляд, не дивлячись на дещо меншу величину коефіцієнта детермінації R , залежність (20) є прийнятнішою, оскільки величини показників степеня над критеріями подібності наближаються до показників загальновідомих залежностей тепловіддачі для газорідного омивання твердих поверхонь.

Регресійний аналіз експериментальних даних у вигляді залежності (18) дозволив отримати такі результати :

— методом Квазі—Ньютона з $R = 0,982$ (рис. 8а)

$$Nu = 0,026 \left(\frac{w_{\Gamma}}{w_{ГКР}} \right)^{0,176} (Pr_p)^{0,77} (n_L)^{0,34} ; \quad (21)$$

— методом Хука—Дживіса з $R = 0,98$ (рис. 8б)

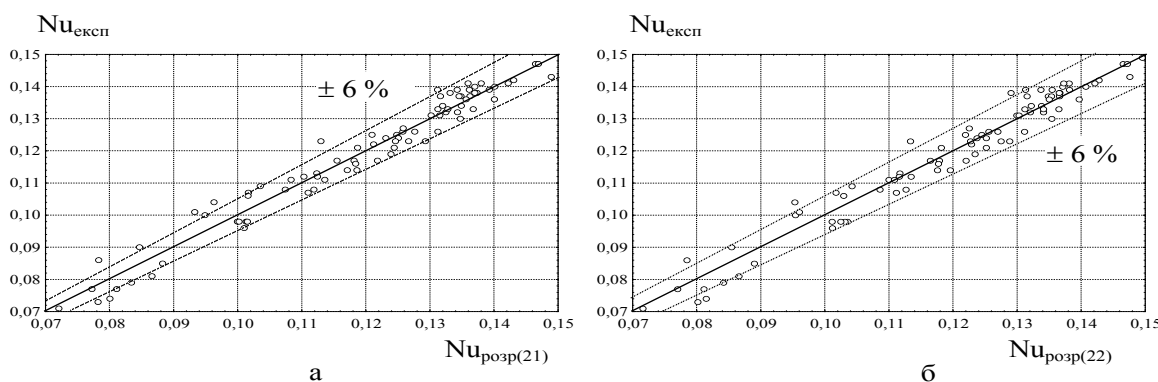


Рис. 8. Зіставлення експериментальних $Nu_{експ}$ та розрахованих за залежностями (21) $Nu_{розр(21)}$ та (22) $Nu_{розр(22)}$ результатів

$$Nu = 0,034 \left(\frac{w_{\Gamma}}{w_{ГКР}} \right)^{0,2} (Pr_p)^{0,67} (n_L)^{0,33} \quad (22)$$

Аналіз залежностей виявляє, що вираз (22) є прийнятнішим, оскільки регресійні коефіцієнти більше відповідають залежностям, отриманим іншими авторами для випадків газорідного омивання.

Проведений регресійний аналіз за умови закріплення коефіцієнтів B і C на рівнях, що відповідають відомим залежностям інтенсивності тепловіддачі до газорідного середовища (17) і (18). На основі експериментальних даних методом Квазі—Ньютона отримано залежності:

— з коефіцієнтом детермінації $R = 0,961$ (рис. 9а)

$$Nu = 0,028 \left(\frac{w_r}{(v_p g)^{1/3}} \right)^{0,22} (Pr_p)^{0,48} (n_L)^{0,32}, \quad (23)$$

— з коефіцієнтом детермінації $R = 0,937$ (рис. 9б)

$$Nu = 0,076 \left(\frac{w_r}{w_{r_{кр}}} \right)^{0,2} (Pr_p)^{0,25} (n_L)^{0,31}. \quad (24)$$

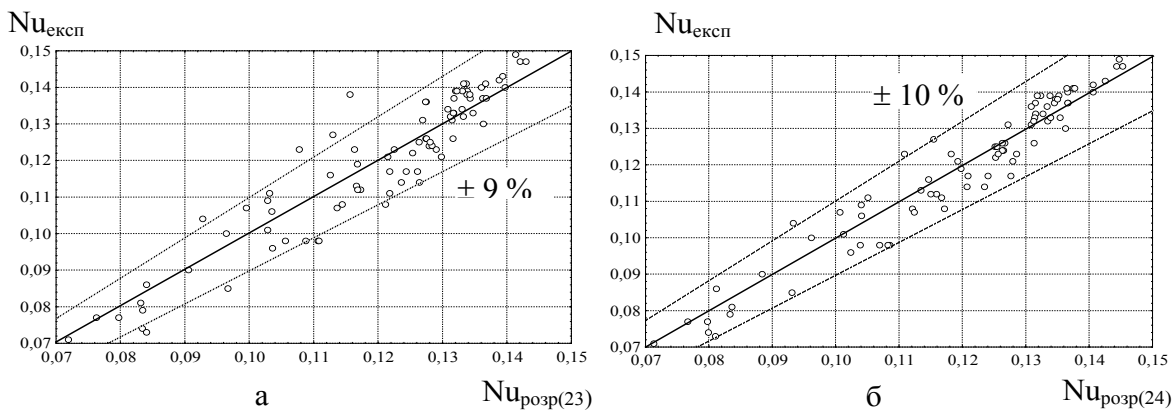


Рис. 9. Зіставлення експериментальних $Nu_{експ}$ та розрахованих за залежностями (23) $Nu_{розра(23)}$ та (24) $Nu_{розра(24)}$ результатів

На нашу думку, побудова залежності вигляду (17) якісніше, ніж залежності (18), описує експериментальні дані з процесів тепловіддачі від стінки до газорідного середовища.

Це пояснюється тим, що швидкості газу w_r відповідають барботажному режиму і суттєво (в 30...80 разів) менші від швидкості $w_{r_{кр}}$.

В процесі розрахунку інтенсивність тепловіддачі $\alpha_{дф}$ доцільно визначати за (3), а усереднену інтенсивність тепловіддачі — за (23).

Під час спрощеного розгляду конвективних течій рідини біля поверхні можна припустити, що на частині поверхні ($1-\psi$) наявні підйомні течії.

Тоді для визначення інтенсивності тепловіддачі доцільно використати залежності, що розроблені для вимушеного поперечного обтікання горизонтальних труб.

Авторами [5] для цих умов запропонована залежність

$$Nu_{оф} = 0,25 Re_{оф}^{0,6} Pr_p^{0,38} \left(\frac{Pr_p}{Pr_{ст}} \right)^{0,25}. \quad (25)$$

В якості визначального розміру береться діаметр ТВЕ. Величина $Pr_{ст}$ визначається для води за температури зовнішньої стінки елемента. Оскільки $Re_{оф} = v_{оф} d / \nu_p$, то швидкість рідини оцінюється з (25)

$$v_{оф} = \left(\frac{\alpha_{оф} d v_p^{0,6}}{0,25 \lambda_p Pr_p^{0,38} (Pr_p / Pr_{ст})^{0,25} d^{0,6}} \right)^{1/0,6}. \quad (26)$$

Значення швидкості руху рідини в зоні однофазного омивання з коефіцієнтом детермінації $R = 0,949$ апроксимуються залежністю

$$v_{\text{оф}} = 0,026 w_{\Gamma}^{0,19} Pr_{\text{p}}^{0,69} n_L^{0,42}. \quad (27)$$

Сумісний розв'язок рівнянь (3), (6), (25), (27), а також залежностей для визначення ψ та w_{Γ} , наведених в [4], дає

$$\alpha_{\Sigma} = \left[\frac{1,143 w_{\Gamma}^{0,17} n_L^{0,95} \left(1 + 0,141 \frac{w_{\Gamma}^{0,32}}{n_L d} \right)^{0,22} (v_{\text{p}})^{0,74}}{Pr_{\text{p}}^{0,48} g^{0,26}} + \frac{35,73 d^{0,4} Pr_{\text{ct}}^{0,25} v_{\text{p}}^{0,6} (1 - 0,18 w_{\Gamma}^{0,32} n_L^{0,78})}{\lambda_{\text{p}} Pr_{\text{p}}^{1,044} w_{\Gamma}^{0,114} n_L^{0,252}} \right]^{-1}. \quad (28)$$

Вищенаведена залежність громіздкіша, ніж критеріальна формула (23), але враховує розподіл температурних напорів по довжині ТВЕ. Тому вона може бути рекомендована для практичних розрахунків інтенсивності тепловіддачі в умовах локального нерівномірного газорідинного середовища.

Висновки

Врахування гідродинамічних та теплообмінних особливостей локального нерівномірного газорідинного середовища дещо ускладнює методику визначення інтенсивності тепловіддачі, але дозволяє уточнити розрахункові залежності.

На даному етапі досліджень для визначення коефіцієнта тепловіддачі від стінки до локального нерівномірного газорідинного середовища, на нашу думку, доцільно використовувати критеріальну залежність (23) або розрахункову напівемпіричну залежність (28).

Опубліковані раніше результати [4] в порівнянні з уточненими коефіцієнтами тепловіддачі мають розбіжність не більше ніж на 20 %.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Пенный режим и пенные аппараты / Под ред. И. П. Мухленова. — Л.: Химия, 1977. — 305 с.
2. Соколов В. Н., Доманский И. В. Газожидкостные реакторы. — Л.: Машиностроение, 1976. — 216 с.
3. Ткаченко С. Й., Степанов Д. В., Співак О. Ю. Стабілізований теплобмін в системі: нагрівальний елемент-обмежений об'єм рідини — навколишнє повітря // Вісник ТУП. — 2001. — № 1. — С. 27—31.
4. Ткаченко С. Й., Степанов Д. В. Теплообмін і гідродинаміка під час створення локального нерівномірного газорідинного середовища біля теплообмінної поверхні // Вісник ВПІ. — 2001. — № 3. — С. 54—59.
5. Теплопередача: Учебник для вузов / В. П. Исаченко, В. А. Осипова, А. С. Сукомел. — 4-е изд., перераб. и доп. — М.: Энергоиздат, 1981. — 416 с.

Рекомендована кафедрою теплоенергетики

Надійшла до редакції 22.03.05
Рекомендована до друку 12.05.05

Степанов Дмитро Вікторович — доцент; **Ткаченко Станіслав Йосипович** — завідувач кафедри.
Кафедра теплоенергетики, Вінницький національний технічний університет