

О.Ю. ОЛІЙНИК, О.С. ЧОРНА, Д.А. ЛОСІХІН
Український державний хіміко-технологічний університет, м. Дніпро

МАТЕМАТИЧНА МОДЕЛЬ ВІБРОЧАСТОТНОГО МЕТОДУ КОНТРОЛЮ ПРИРОДНИХ ІНТЕНСИФІКУЮЧИХ ВПЛИВІВ НА ТЕПЛОМАСООБМІННІ ПРОЦЕСИ

В роботі досліджували процеси, що відбуваються в рідині під дією пульсуючої в рідині бульбашки газу, яка виступає в ролі сферичного випромінювача. Була розроблена математична модель віброчастотного методу контролю природних інтенсифікуючих впливів на тепломасообмінні процеси у відповідності до запропонованої розрахункової схеми.

Ключові слова: віброчастотний метод, інтенсифікація процесу, тепломасообмін, частота коливання, пульсація.

OLGA OLIYNYK, OLENA CHORNA, DMITRIY LOSIKHIN
Ukrainian State University of Chemical Technology, Dnipro

MATHEMATICAL MODEL OF HYDROCONTRACTIVE METHOD FOR CONTROL OF NATURAL INSYCIQUE EFFECTS ON HEAT-EXCHANGE PROCESSES

The main methods for controlling heat and mass exchange gas-liquid processes are generally accepted measurements of pressure, velocity, liquid level before or after the apparatus, which do not provide information on the intensity of the turbulence process or the resulting pulsations. In addition, the measured quantities can not characterize the arising pulsations that characterize the heat and mass transfer process. Therefore, the development of a universal method for controlling the arising effects in the phase contact zone is a promising aspect of the solution of the current scientific task of controlling the intensification of heat and mass exchange processes in gas-liquid vehicles. When gas and liquid are contacted due to the simultaneous occurrence of pressure fluctuations caused by different causes and having different amplitude-frequency characteristics, a complex oscillatory system with many degrees of freedom is formed. Elements of the structure of the gas-liquid system can be represented as unconnected resonators with different natural frequencies of oscillations. The main task of controlling the intensification of processes in gas-liquid systems by a vibro-frequency method is to measure the amplitude-frequency characteristics of the oscillations. In the article, the processes occurring in a liquid under the action of a gas bubble pulsating in a liquid were studied, which acts as a spherical radiator. A mathematical model of the vibration frequency control method of natural intensifying the effects on heat and mass exchange processes was developed in accordance with the proposed design scheme. The obtained dependence of the dynamic density of the mixture from water and air bubbles on the vibration frequency of the mixture, confirms the expediency of using the vibration frequency of the excited medium as a control parameter of natural intensifying effects on heat exchange processes.

Keywords: vibration frequency method, process intensification, heat and mass transfer, frequency, bubble, pulsation.

Введення

Інтенсифікація хіміко-технологічних процесів і підвищення роботи ефективності технологічного обладнання є одним із пріоритетних завдань розвитку науки і техніки у теперішній час. У якості кількісної

характеристики інтенсивності ХТП використовують вираз $t = \frac{M}{SF}$, який показує кількість перенесеної речовини (енергії) M кг (Дж) через одиницю площі (обсягу) S м² (м³) за одиницю часу t [1].

Принцип контролю інтенсифікуючих впливів полягає у визначенні залежності кількісної характеристики інтенсифікації від основних геометричних і режимних параметрів ХТП, фізичних параметрів оброблюваного середовища та встановленні необхідності збільшення або зменшення зазначених параметрів для максимізації ефективності процесу [2].

Лінійні закони перенесення типу $dM / dt = kSF$, де F – рушійна сила процесу; k – коефіцієнт швидкості технологічного процесу, можуть бути використані для аналізу процесу інтенсифікації тільки в припущенні про незначність відхилення даного процесу від стану термодинамічної рівноваги і малості градієнтів потенціалів перенесення. Інтенсифікація ХТП в оброблюваному середовищі відбувається за рахунок нелінійних фізико-хімічних ефектів при синергетичному багатофакторному впливі. Саме вплив на оброблюване середовище може бути лінійним, прямим, але прискорення ХТП відбувається за рахунок нелінійних ефектів 2-го порядку, наприклад кавітації, турбулентності, фазових переходів [3].

Для більшості реальних тепломасообмінних, деяких гідромеханічних процесів при інженерних рішеннях з вибору факторів, на які необхідно впливати для збільшення інтенсифікації, відсутні розроблені методики проведення контролю інтенсифікації зазначених процесів [4].

Аналіз останніх публікацій та постановка проблеми

Сьогодні існує багато пристроїв та засобів для інтенсифікації технологічних процесів. Насамперед, це різноманітні пристрої, що забезпечують турбулізацію, перемішування потоків для підвищення тепломасопереносу [5]. У роботі [6] автори пропонують для інтенсифікації процесу нагріву води в апараті зануреного горіння використовувати електро- та магнітні поля. У роботі [7] для інтенсифікації процесів тепломасообміну застосовують допоміжні насадки колонних апаратів. Автори [8] описують досвід використання кавітаційного обладнання для інтенсифікації тепломасообмінних процесів. Таким чином, більшість застосовуваних інтенсифікуючих впливів є штучно створеними та вимагають додаткових затрат

енергії. Контроль ефективності таких впливів найпростіше виконувати шляхом контролю енергії, що використовується для створення впливу [4]. Також широко застосовуються непрямі методи контролю інтенсифікуючих впливів (вимірювання температури, тиску та ін.) з наступним розрахунком ефективності технологічного процесу.

Актуальною метрологічною задачею є сьогодні контроль природних інтенсифікуючих впливів на технологічні процеси, які раніше не контролювалися та розглядалися як збурення. У багатьох технологічних процесах, які супроводжуються барботажем та турбулізацією потоків, можна підвищити ефективність за рахунок контролю природних інтенсифікуючих впливів.

У загальному контактуванні газу і рідини у теплообмінних процесах через одночасну появу за різних причин коливань тиску, що мають різні амплітудно-частотні характеристики, утворюється складна коливальна система з багатьма ступенями свободи. Елементи структури такої системи можна уявити як незв'язані між собою резонатори з різними власними частотами коливань. Тоді основне завдання контролю природних інтенсифікуючих впливів на тепломасообмінний процес віброчастотним методом зводиться до контролю амплітудно-частотних характеристик коливань середовища [9].

Мета і завдання дослідження

Мета даної роботи: розробити засади віброчастотного методу контролю інтенсифікації тепломасообмінних та газорідинних процесів. Для досягнення поставленої мети в задачі необхідно вирішити такі завдання:

1. Дослідити процеси, що відбуваються в рідині під дією пульсуючої в рідині бульбашки газу, яка виступає в ролі сферичного випромінювача;
2. Розробити математичну модель віброчастотного методу контролю природних інтенсифікуючих впливів на тепломасообмінні процеси у відповідності до запропонованої розрахункової схеми.

Вібраційний метод контролю природних інтенсифікуючих впливів

Розглянемо випадок, коли інтенсифікація тепломасообмінного процесу виконується за рахунок зміння режиму подачі компоненту F_2 (рідина або газ) у резервуар з рідиною F_1 . У цьому разі для газорідинної або рідинної сумішей речовина з витратою F_2 являє собою збуджуюче середовище. За рахунок передачі енергії всередині апарату утворюється коливальна система, контроль параметрів якої можна використовувати в якості параметрів контролю інтенсифікації тепломасообмінного процесу.

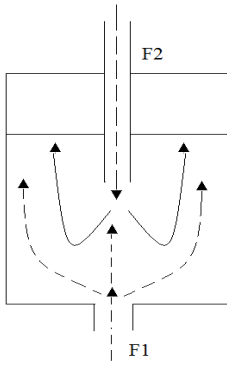


Рис. 1. Розрахункова схема до розрахунку методу контролю інтенсифікуючих впливів на газорідинну систему

На рис. 1 представлена схема тепломасообмінного процесу в загальному вигляді. У резервуар (технологічний апарат) подаються протічечію матеріальні потоки з витратами F_1 і F_2 . Кожен потік характеризується температурами (T_1 , T_2), швидкостями (v_1 , v_2), густиною (ρ_1 , ρ_2). Якщо прийняти припущення, що $\rho_1 > \rho_2$, то суміш всередині апарату представляє собою рідину з бульбашками рідини з меншою щільністю (в тому випадку, якщо потік F_2 це рідина) або бульбашками газу (якщо потік F_2 – газ).

При взаємодії двох потоків F_1 і F_2 утворюються бульбашки. Бульбашки являють собою сферичну форму з однаковим радіусом a і об'ємним вмістом α . Якщо суміш переміщується з деякою швидкістю $u(t)$ в напрямку x , то в суміші створюється градієнт тиску [10]:

$$\frac{dp}{dx} = -\rho_c \frac{du}{dt}, \quad (1)$$

де $\rho_c = \rho_{pid}(1-\alpha) + \rho_e \alpha$ – статична густина суміші ($\rho_2 = \rho_e$). У разі, якщо dx суттєво більше радіусу бульбашки, то суміш являє собою гомогенну рідину. Тиск у суміші, зумовлений прискоренням руху системи, досить малий, тому стисненням бульбашок можемо знехтувати.

$$P \ll P_{\max} = -\rho_c \frac{du}{dt} L \ll P_0, \quad (2)$$

де L – характерний розмір сферичної бульбашки, P_0 – тиск у нерухомій суміші.

Навколо кожної бульбашки градієнт тиску визначається густиною рідини та відповідно дорівнює $\rho_{pid} \frac{du}{dt}$. Тому на кожну бульбашку діє виштовхувальна сила, під дією якої бульбашка рухається відносно суміші зі швидкістю $w(t)$:

$$F_a = \frac{4}{3} \pi \rho_{pid} a^3 \frac{du}{dt}. \quad (3)$$

Нехтуючи густиною речовини усередині бульбашки, рівняння відносного руху бульбашки можна записати у вигляді:

$$m \frac{dw}{dt} = \frac{4}{3} \pi \rho_{pid} a^3 \frac{du}{dt} - R, \quad (4)$$

де m – приєднана маса рідини до сферичної бульбашки, що визначає інерційність бульбашки; R – сила

опору, що діє на бульбашку при її відносному русі. При русі декількох бульбашок у рідині, кожна з них знаходиться в умові стисненого обтікання. Поле швидкості навколо кожної бульбашки стрімко зменшується зі збільшенням відстані від її центру. Тому основний внесок в кінетичну енергію, що визначає приєднану масу, вносять області рідини, які примикають до бульбашки. Таким чином, будемо вважати, що бульбашка оточена шаром рідини радіуса b , $(a/b)^3 = \alpha$. Тоді застосуємо формулу Стокса для приєднаної маси сфери, що оточена сферичною концентричною оболонкою [11], отримаємо:

$$m \frac{dw}{dt} = \frac{2}{3} \pi \rho_{pid} a^3 \frac{2a^3 + b^3}{b^3 - a^3} = \frac{2}{3} \pi \rho_{pid} a^3 \frac{2\alpha + 1}{1 - \alpha}. \quad (5)$$

Визначимо силу опору, що діє на бульбашку в умовах стисненого обтікання з використанням швидкості дисипації енергії (швидкість з якою турбулентна кінетична енергія перетворюється у тепло за рахунок в'язкого тертя):

$$R = -\frac{1}{2} \frac{\dot{E}}{\dot{w}}. \quad (6)$$

При русі бульбашок у чистій рідині безвідливний характер їх обтікання відбувається у широкому діапазоні чисел Рейнольдса Re . Для коливального руху бульбашок при великих значення Re сила опору залежить від миттєвого значення швидкості бульбашки та відповідає дисипації енергії в потенційному приближенні [11].

В загальному випадку, швидкість дисипації енергії в рідині, що займає об'єм V [6], буде рівною:

$$\dot{E} = \frac{\mu}{2} \int_V \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_k} + \frac{\partial v_k}{\partial x_i} \right)^2 dV. \quad (7)$$

Якщо рух рідини потенціальний, то інтеграл об'єму перетворюється у інтеграл поверхні, що обмежує рух рідини (правомірність цього підтверджується в [12]):

$$\dot{E} = -\mu \int_S \left(\frac{\partial V}{\partial n} ds = -2\mu \int_S \left(v_n \frac{\partial v_n}{\partial n} + \frac{\partial v_\tau}{\partial n} \right) ds, \quad (8)$$

де v_n, v_τ – нормальні та тангенційні складові швидкостей поверхні рідини, n – напрям зовнішньої нормалі. При цьому у межах сферичних комірок повинна виконуватись умова:

$$\begin{aligned} v_n &= 0, & \frac{\partial v_\tau}{\partial n} &= 0; \\ v_\tau &= 0, & \frac{\partial v_n}{\partial n} &= 0. \end{aligned}$$

Таким чином, інтеграл по поверхні сферичної комірки буде рівним 0.

Для обчислення швидкості дисипації енергії у одній сферичній бульбашці, інтегрування необхідно проводити тільки по поверхні бульбашки. Використаємо сферичну модель:

$$\dot{E} = -2\mu \int_0^\pi \left(v_\theta \frac{\partial v_\theta}{\partial r} \right)_{r=0a} 2\pi a^2 \sin \theta d\theta, \quad (9)$$

де v_θ – тангенційна складова поля швидкостей у сферичній комірці у системі координат, яка зв'язана з сферою, що рухається $(v_r \frac{\partial v_r}{\partial r})_{r=0a} = 0$. Потенціал поля швидкості у цьому випадку дорівнює:

$$\varphi = w \left[\frac{a^3}{b^3 - a^3} \left(r + \frac{b^3}{2r^2} \right) + r \right] \cos \theta. \quad (10)$$

Відповідні розподілення тангенційної швидкості та її похідна має вигляд:

$$\begin{aligned} v_\theta(r, \theta) &= -\frac{1}{r} \frac{\partial \varphi}{\partial \theta} = w \left[\frac{a^3}{b^3 - a^3} \left(1 + \frac{b^3}{2r^3} \right) + 1 \right] \sin \theta, \\ \frac{\partial v_\theta(r, \theta)}{\partial r} &= -\frac{2}{3} w \frac{a^3 b^3}{(b^3 - a^3) r^4} \sin \theta. \end{aligned} \quad (11)$$

Підставивши (11) та (10) у (9), при умові, що $\alpha = \frac{a^3}{b^3}$, отримаємо:

$$\dot{E} = -12\pi \mu a w^2 s \frac{1 + (a/b)^3}{(1 - (a/b)^3)^2}, \quad (12)$$

Враховуючи, що $\frac{a^3}{b^3} = \alpha$, та підставивши його у вираз (6), отримаємо:

$$R = 12\pi\mu a w \frac{1+\alpha}{(1-\alpha)^2}. \quad (13)$$

У випадку, коли об'ємний вміст $\alpha = 0$, отримане співвідношення (12) збігається з виразом, що було отримано у [12] для одиночної бульбашки у безмежному об'ємі рідини.

Підставивши (5) та (13) в (4), отримаємо рівняння відносного руху сферичної бульбашки в наступному вигляді:

$$\frac{dw}{dt} + Bw = A \frac{du}{dt}, \quad (14)$$

де коефіцієнти A та B дорівнюють:

$$A = \frac{2(1-\alpha)}{2\alpha+1},$$

$$B = \frac{18\nu(1+\alpha)}{\alpha^2(1-\alpha)(2\alpha+1)}. \quad (15)$$

Для абсолютного руху сферичної бульбашки рівняння руху прийме вигляд:

$$\frac{dv}{dt} + Bv = (A+1) \frac{du}{dt} + Bu. \quad (16)$$

Визначимо імпульс сили, який потрібно приложити до сферичної комірки для того, щоб викликати її рух зі швидкістю $u(t)$:

$$I = \int_0^t F(\tau) d\tau = \frac{\partial E_k}{\partial u}, \quad (17)$$

де $F(\tau)$ – миттєва сила, E_k – кінетична енергія рідини у комірці. Швидкість руху бульбашки при цьому повинна визначатись з рівнянь (14) з урахуванням (15).

У випадку, коли комірka у формі сфери з бульбашкою усередині рухається у одному напрямі зі швидкостями u та v , то потенціал поля швидкостей, задовольняючий рівнянню Лапласа $\nabla^2\varphi=0$ і граничним умовам:

$$\left. \frac{\partial\varphi}{\partial r} \right|_{r=a} = -v \cos\theta,$$

$$\left. \frac{\partial\varphi}{\partial r} \right|_{r=b} = -u \cos\theta, \quad (18)$$

має вигляд, у відповідності до (7):

$$\varphi = \frac{\cos\theta}{b^3 - a^3} \left[(a^3 v - b^3 u) r + \frac{a^3 b^3 (v - u)}{2r^2} \right]. \quad (19)$$

Обчислимо кінетичну енергію рідини у комірці:

$$E_k = -\frac{1}{2} \rho_{pid} \left[\int_{S_a} \left(\varphi \frac{\partial\varphi}{\partial r} \right)_{r=a} ds_a - \int_{S_b} \left(\varphi \frac{\partial\varphi}{\partial r} \right)_{r=b} ds_b \right] =$$

$$= \frac{\pi\rho_{pid} b^3}{3(1+\alpha)} \left[(v-u)^2 \alpha + 2(\nu\alpha - u)^2 \right] \quad (20)$$

Знак мінус перед інтегралом пов'язаний з тим, що напрям нормалі до поверхні при $r = b$ протилежний до напрямку r . Підставивши (20) у (17), отримаємо:

$$I = \frac{2\pi\rho_{pid} b^3}{3(1-\alpha)} \left[(2\nu\alpha^2 - 3u\alpha + \nu\alpha) \frac{\partial v}{\partial u} + u\alpha - 3\nu\alpha + 2u \right]. \quad (21)$$

Отримана залежність (21) свідчить про те, що імпульс сили системи складним чином пов'язаний зі швидкістю руху комірки $u(t)$ і швидкістю руху бульбашки $v(t)$. В деяких випадках вираз (21) можна спростити.

У випадку, коли прискорення рідини достатньо мале або в'язкість рідини велика ($du/dt \ll du$), бульбашки у рідині практично не рухаються ($v(t) \approx u(t)$, $\frac{dv}{du} \approx 1$). У зазначеному випадку імпульс сили буде рівним добутку статичної маси комірки на її швидкість:

$$I = \frac{4}{3} \pi\rho_{pid} b^3 (1-\alpha) u(t). \quad (22)$$

Якщо рідина має малу в'язкість чи прискорення тіла достатньо велике, то рівняння руху бульбашки буде мати вид:

$$\frac{dv}{dt} + Bv = (A+1) \frac{du}{dt} \tag{23}$$

Прирівнявши постійну інтегрування до 0, отримаємо:

$$v(t) = (A+1)u(t) = \frac{3}{2\alpha+1} u(t), \tag{24}$$

$$\frac{\partial v}{\partial u} = \frac{3}{2\alpha+1}.$$

Підставивши (24) у (21), отримаємо для даних умов вираз:

$$I = \frac{4}{3} \pi \rho_{pid} b^3 \frac{1-\alpha}{2\alpha+1} u(t). \tag{25}$$

Множник $\frac{4}{3} \pi \rho_{pid} b^3 \frac{1-\alpha}{2\alpha+1}$ у виразі (25) являє собою динамічну масу комірки [13]. Оскільки модель передбачає, що усі комірки однакові, то, поділивши динамічну масу на об'єм комірки, можна отримати динамічну густину суміші:

$$\rho_{дин} = \rho_{pid} \frac{1-\alpha}{2\alpha+1}, \tag{26}$$

яка відрізняється від статичної густини в $1/(2\alpha+1)$ раз. Цей результат свідчить про те, що при прискорених рухах суміші бульбашки речовини (рідини чи газу) зміщуються відносно суміші в протилежну сторону, рідина при цьому перетікає у протилежний бік. Центр рідини має менше прискорення, ніж геометричний центр бульбашки.

Нехай рідина всередині апарату здійснює малі гармонічні коливання $u(t) = u_0 \sin \omega t$. Врахуємо, що інерційна сила, яка визначається динамічною густиною та прискоренням тіла, не виконує роботи за період коливання:

$$\int_0^{t_0} F_{ин}(\tau) u(t) dt = 0. \tag{27}$$

Оскільки гідродинамічна сила $F = dl / dt$, то для виконання умови (27) імпульс сили повинен змінюватися синфазно зі змінням швидкості рідини $u(t)$.

Представимо відносну та абсолютну швидкості руху бульбашки у вигляді суми складових:

$$\begin{aligned} w(t) &= w_1 \sin(\omega t) + w_2 \cos(\omega t), \\ v(t) &= v_1 \sin(\omega t) + v_2 \cos(\omega t). \end{aligned} \tag{28}$$

Підставивши (28) в рівняння руху (14) та (16), прирівнявши складові з $\sin \omega t$ та $\cos \omega t$, отримаємо:

$$\begin{aligned} \frac{w_1}{u_0} &= \frac{A\omega^2}{\omega^2 + B^2}, \quad \frac{w_2}{u_0} = \frac{AB\omega}{\omega^2 + B^2}, \\ \frac{v_1}{u_0} &= \frac{(A+1)\omega^2 + B^2}{\omega^2 + B^2}, \quad \frac{v_2}{u_0} = \frac{AB\omega}{\omega^2 + B^2}. \end{aligned} \tag{29}$$

Таким чином, підставивши $\frac{v_1}{u_0}$ в (21) та поділивши отриманий результат на швидкість та об'єм комірки, отримаємо динамічну густину рідини у випадку коливального руху:

$$\rho_{дин} = \rho_{pid} \left[1 - \alpha \frac{(A+1)\omega^2 + B}{\omega^2 + B^2} \right]. \tag{30}$$

У випадку, коли суміш рідини являє собою малов'язку рідину ($B \ll \omega$), то формула (30) приймає вигляд (26). Якщо суміш рідини характеризується великою в'язкістю ($B \gg \omega$), вираз (30) перетворюється на відомий вираз статичної густини $\rho_c = \rho_{pid}(1-\alpha)$

На рис. 2 представлена залежність динамічної густини суміші з води ($\nu=10^{-2} \text{ см}^2/\text{с}$) та бульбашками повітря ($\alpha=0,1-0,4 \text{ см}$) від частоти коливання суміші (об'єм досліджуваного резервуару $0,024 \text{ м}^3$).

Як помітно з рисунку, при збільшенні частоти коливань динамічна густина зменшується, при ω більше ніж 60 рад/с становиться постійною величиною, у відповідності до співвідношення (26).

Висновок

Розроблена математична модель методу контролю інтенсифікуючих впливів на тепломасообмінний

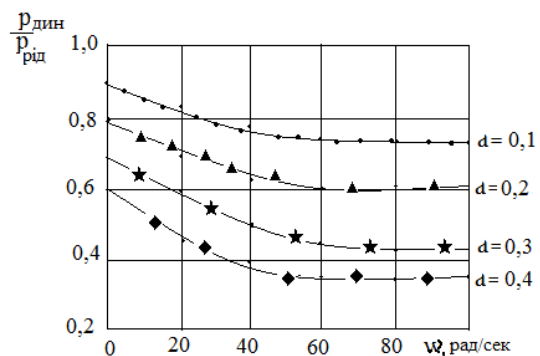


Рис. 2. Залежність динамічної густини суміші від частоти коливання середовища

процес у газорідній системі з інтенсифікуванням за рахунок передачі енергії від збуджуючого середовища до збуджуваного підтверджує, що доцільно використовувати частоту коливання збудженого середовища у якості параметра контролю.

Література

1. Палаш А. А. Інтенсифікація тепло- і масообмінних процесів / Палаш А. А., Бут С. А. – 2008. – № 7. – С. 53–56.
2. Лаптев А.Г. Методы интенсификации и моделирования тепломассообменных процессов : учебно-справочное пособие / А.Г. Лаптев, Н.А. Николаев, М.М. Башаров. – М. : Теплотехник, 2011. – 335 с.
3. Хмелев В. Н. Разработка пьезоэлектрических ультразвуковых колебательных систем для интенсификации процессов в газовых средах / В. Н. Хмелев // Известия Тульского государственного университета. Технические науки. – 2010. – № 1.
4. Van Gerven T. Structure, energy, synergy, time. The fundamentals of process intensification / T. Van Gerven, A. Stankiewicz // Industrial & engineering chemistry research. – 2009. – Т. 48. – № 5. – С. 2465–2474.
5. Дмитриев А. В. Разработка новых видов контактных устройств для интенсификации тепломассообмена и повышения энергосбережения / А. В. Дмитриев, И. Н. Мадышев // Вестник Казанского технологического университета. – 2015. – Т. 18. – № 8.
6. Nikolsky V. Application of electromagnetic fields for intensification of heat and mass exchange in combined gas-liquid processes / V. Nikolsky, O. Oliynyk, V. Yaris, I. Reshentniak // Eastern-European journal of enterprise technologies. – 2017. – Vol. 87. – P. 33–39.
7. Пушнов А. С. Классификация конструкций насадок колонных аппаратов и методов интенсификации в них процессов тепломассообмена / А. С. Пушнов // Химическая технология. – 2014. – Т. 15. – № 4. – С. 244–250.
8. Gogate P. R. Cavitation reactors for process intensification of chemical processing applications: a critical review / P. R. Gogate // Chemical Engineering and Processing: Process Intensification. – 2008. – Т. 47. – № 4. – С. 515–527.
9. Олейник О.Ю. Метод контроля интенсификации тепломассообменных газожидкостных процессов виброакустическим методом / О.Ю. Олейник // Вимірювальна та обчислювальна техніка в технологічних процесах. – 2018. – Т. № 1. – № 43. – С. 43–49.
10. Ховалыг Д. Методы расчета градиента давления двухфазного потока при течении в малых каналах / Д. Ховалыг, А. В. Бараненко // Вестник Международной академии холода. – 2012. – № 1.
11. Бошнятов Б. В. Гидродинамика микропузырьковых газожидкостных сред / Б. В. Бошнятов // Известия Томского политехнического университета. Инжиниринг георесурсов. – 2005. – Т. 308. – № 6.
12. Каричев З. Р. Растворение в жидкости движущихся пузырьков газа / З. Р. Каричев, А. Л. Мулер // Теоретические основы химической технологии. – 2006. – Т. 40. – № 1. – С. 102–105.
13. Taranenko Y.K. Theoretical Basis for Fused-Quartz Resonator Flow Tube Design / Y.K. Taranenko, O.Y. Oliynyk, N.A. Minakova, O.V. Titova // Measurement Techniques. – 2018. – № 61 (3). – P. 314–320.

References

1. Palash A. A. Intensyfikatsiia teplo- i masoobminnykh protsesiv / Palash A. A., But S. A. – 2008. – № 7. – S. 53–56.
2. Laptev A.G. Metodyi intensifikatsii i modelirovaniya teplomassoobmennyykh protsessov : uchebno-spravochnoe posobie / A.G. Laptev, N.A. Nikolaev, M.M. Basharov. – M. : Teplotehnik, 2011. – 335 s.
3. Hmelev V. N. Razrabotka pezoelektricheskikh ultrazvukovykh kolebatelnykh sistem dlya intensifikatsii protsessov v gazovykh sredah / V. N. Hmelev // Izvestiya Tulsogo gosudarstvennogo universiteta. Tehnicheskie nauki. – 2010. – № 1.
4. Van Gerven T. Structure, energy, synergy, time. The fundamentals of process intensification / T. Van Gerven, A. Stankiewicz // Industrial & engineering chemistry research. – 2009. – Т. 48. – № 5. – S. 2465–2474.
5. Dmitriev A. V. Razrabotka novykh vidov kontaknykh ustroystv dlya intensifikatsii teplomassoobmena i povysheniya energosberezeniya / A. V. Dmitriev, I. N. Madyishev // Vestnik Kazanskogo tehnologicheskogo universiteta. – 2015. – Т. 18. – № 8.
6. Nikolsky V. Application of electromagnetic fields for intensification of heat and mass exchange in combined gas-liquid processes / V. Nikolsky, O. Oliynyk, V. Yaris, I. Reshentniak // Eastern-European journal of enterprise technologies. – 2017. – Vol. 87. – P. 33–39.
7. Pushnov // Himicheskaya tehnologiya. – 2014. – Т. 15. – № 4. – S. 244–250.
8. Gogate P. R. Cavitation reactors for process intensification of chemical processing applications: a critical review / P. R. Gogate // Chemical Engineering and Processing: Process Intensification. – 2008. – Т. 47. – № 4. – S. 515–527.
9. Oleynik O.YU. Metod kontrolya intensifikatsii teplomassoobmennyykh gazozhidkostnykh protsessov vibroakusticheskim metodom / O.YU. Oleynik // Vimiryuvalna ta obchislyuvalna tehnika v tehnologichnykh protsesah. – 2018. – Т. № 1. – № 43. – S. 43–49.
10. Hovalyig D. Metodyi rascheta gradienta davleniya dvufaznogo potoka pri techenii v malykh kanalah / D. Hovalyig, A. V. Baranenko // Vestnik Mejdunarodnoy akademii holoda. – 2012. – № 1.
11. Boshenyatov B. V. Gidrodinamika mikropuzyrkovykh gazozhidkostnykh sred / B. V. Boshenyatov // Izvestiya Tomskogo politehnicheskogo universiteta. Injiring georesursov. – 2005. – Т. 308. – № 6.
12. Karichev Z. R. Rastvorenje v jidkosti dvijushchihysya puzyrkov gaza / Z. R. Karichev, A. L. Muler // Teoreticheskie osnovyi himicheskoy tehnologii. – 2006. – Т. 40. – № 1. – S. 102–105.
13. Taranenko Y.K. Theoretical Basis for Fused-Quartz Resonator Flow Tube Design / Y.K. Taranenko, O.Y. Oliynyk, N.A. Minakova, O.V. Titova // Measurement Techniques. – 2018. – № 61 (3). – P. 314–320.

Рецензія/Peer review : 15.10.2018 р.

Надрукована/Printed :21.11.2018 р.

Рецензент: д.т.н., проф. Тараненко Ю.К.