

МАССОПЕРЕНОС К КАПЛЕ ЖИДКОСТИ В ЛАМИНАРНОМ ПОТОКЕ СПЛОШНОЙ СРЕДЫ

Ключевые слова: капля жидкости, псевдоламинарный пограничный слой.

Рассматривается математическая модель процесса жидкостной экстракции в аппаратах при ламинарном обтекании капли жидкости. Проведены расчеты коэффициентов массоотдачи по предложенной методике и сравнение расчетных данных с результатами экспериментов при экстракции в системах вода – бензойная кислота – бензол и вода – анилин – ксилол.

Keywords: liquid drop, pseudolaminar boundary layer.

It is proposed a mathematical model of the process liquid-liquid extraction for liquid drop in laminar flow. On the basis of the proposed model calculated mass transfer coefficients in systems water – benzoic acid – benzene and water – aniline – xylene, these calculated data compared with experimental results.

Введение

Исследование динамики капель, движущихся в поле силы тяжести в вязких несжимаемых жидкостях, исследовалось в ряде работ [1, 2]. Как известно [3, 4], капли условно подразделяют на три группы: мелкие ($Re_c \ll 1$), средние ($1 < Re_c < Re_{кр}$), крупные ($Re_c > Re_{кр}$). Мелкие капли находятся в режиме ползучего течения, средние движутся в ламинарном потоке, а крупные капли находятся в турбулентном режиме движения. Здесь $Re_c = u_\infty d_3 / \nu$ – число Рейнольдса для сплошной фазы; $Re_{кр}$ – критическое число Рейнольдса, варьируется в пределах от 100 до 300 и зависит от физико-химических свойств системы. Движение капель имеет ряд особенностей по сравнению с движением твердых тел. На подвижной поверхности раздела фаз касательная составляющая скорости отлична от нуля, вследствие чего внутри капли возникает циркуляция среды, что способствует лучшему обтеканию, и отрыв потока начинается при более высоких значениях числа Re , чем для твердой сферы. Вследствие этого скорость движения капель больше скорости твердой частицы того же диаметра и одинаковой плотности. Также следует учитывать, что при определенных значениях критериев Рейнольдса и Вебера капли начинают деформироваться и колебаться, из-за чего происходит резкое увеличение коэффициента сопротивления по сравнению с твердой сферой при одинаковых числах Рейнольдса.

Аналитический расчет коэффициентов массоотдачи удаётся лишь в немногих случаях. Математическое описание массообменных процессов основывается, главным образом, на эмпирических зависимостях.

Экспериментальные исследования характеристик диффузионного пограничного слоя методом голографической интерферометрии в случае массоотдачи мелкодисперсной твердой фазой турбулентной жидкости позволили установить наличие автомодельности профиля концентрации при различных гидродинамических

режимах. Кроме того, в структуре диффузионного пограничного слоя выявлены область с логарифмическим профилем концентрации и область диффузионного подслоя; пограничный слой на поверхности частицы в потоках с внешней турбулентностью сочетает в себе черты характерные для ламинарного и турбулентного слоев, поэтому он может быть классифицирован как псевдоламинарный [5].

Диффузия молекул с поверхности капли в ядро потока сплошной среды при уменьшении частицы и диффузия вещества из сплошной фазы к поверхности частицы при росте приводит к перемещению границы пограничного слоя. Координаты пограничного слоя изменяются во времени пропорционально скорости изменения размера капли. Перенос импульса и массы в пограничном слое является нестационарным [6]. Рассмотрим задачу нестационарного массопереноса в пограничном слое на капле со стороны сплошной фазы, пренебрегая сопротивлением внутри капли и конвективным переносом импульса и массы в пограничном слое.

Теоретическая часть

Уравнения нестационарного движения и переноса массы в пограничном слое на поверхности капли принимают вид:

$$\frac{\partial u}{\partial \tau} = \nu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right), \quad (1)$$

$$\frac{\partial c}{\partial \tau} = D \left(\frac{\partial^2 c}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 c}{\partial y^2} \right), \quad (2)$$

Увеличение и уменьшение размера капли по диффузионному механизму начинается с начальной величины d_0 . Перенос вещества с поверхности капли приводит к увеличению, а перенос к поверхности к уменьшению размера d_0 . Увеличение и уменьшение размера сферической капли можно представить в виде изменения во времени продольной X и поперечной Y координат

пограничного слоя, причем: $dx/d\tau = u_{ГР}$, $dy/d\tau = \pm\omega$.

Введем подвижную систему координат: $\bar{\eta} = \bar{y} \pm \omega\tau$, $\bar{\xi} = \bar{x} + u_{ГР}\tau$. После преобразования переменных уравнение (1) примет вид:

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial \tau} = \frac{\partial \bar{u}}{\partial \bar{\eta}} \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial \tau} + \frac{\partial \bar{u}}{\partial \bar{\xi}} \frac{\partial \bar{\xi}}{\partial \tau} = \omega \frac{\partial \bar{u}}{\partial \bar{\eta}} + u_{ГР} \frac{\partial \bar{u}}{\partial \bar{\xi}}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial y^2} = \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial \bar{\eta}^2}, \quad \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial x^2} = \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial \bar{\xi}^2}$$

Преобразуя аналогично уравнение (2) и подставляя значения выражений (3) в уравнения (1) и (2), получим:

$$\omega \frac{\partial \bar{u}}{\partial \bar{\eta}} + u_{ГР} \frac{\partial \bar{u}}{\partial \bar{\xi}} = \nu \left(\frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial \bar{\xi}^2} + \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial \bar{\eta}^2} \right), \quad (4)$$

$$\omega \frac{\partial \bar{c}}{\partial \bar{\eta}} + u_{ГР} \frac{\partial \bar{c}}{\partial \bar{\xi}} = D \left(\frac{\partial^2 \bar{c}}{\partial \bar{\xi}^2} + \frac{\partial^2 \bar{c}}{\partial \bar{\eta}^2} \right). \quad (5)$$

Введем безразмерные переменные:

$$u = \frac{\bar{u} - u_{ГР}}{u_{\infty} - u_{ГР}}, \quad c = \frac{c_{ГР} - \bar{c}}{c_{ГР} - c_{\infty}}, \quad \eta = \frac{\bar{\eta}}{\delta}, \quad \xi = \frac{\bar{\xi}}{l},$$

где $u_{\infty} = Re_{\delta} \frac{\nu}{d_{\delta}}$ – скорость обтекания капли; $c_{ГР}$,

c_{∞} – концентрация вещества на поверхности капли и в ядре потока; δ – толщина динамического пограничного слоя; $l = \pi d_{\delta} / 2$ – линейный размер капли; d_{δ} – эквивалентный диаметр капли.

Введение подвижной системы координат позволило перейти от трехмерной задачи к двумерной в координатах $\bar{\xi}$, $\bar{\eta}$ и привело к появлению в уравнениях переноса (1) и (2) параметров ω и $u_{ГР}$. Уравнения (1) и (2) в безразмерных переменных принимают вид:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial \eta^2} + \frac{\bar{\delta}^2}{l^2} \frac{\partial^2 u}{\partial \xi^2} = \pm Re_{\omega} \frac{\partial u}{\partial \eta} + \frac{\bar{\delta}}{l} Re_{ГР} \frac{\partial u}{\partial \xi}, \quad (6)$$

$$\frac{\partial^2 c}{\partial \eta^2} + \frac{\bar{\delta}_D^2}{l^2} \frac{\partial^2 c}{\partial \xi^2} = \pm Pe_{\omega} \frac{\partial c}{\partial \eta} + \frac{\bar{\delta}_D}{l} Pe_{ГР} \frac{\partial c}{\partial \xi}, \quad (7)$$

где $Re_{\omega} = \omega \bar{\delta} / \nu$, $Re_{ГР} = u_{ГР} \bar{\delta} / \nu$, $Pe_{\omega} = \omega \bar{\delta}_D / D$, $Pe_{ГР} = u_{ГР} \bar{\delta}_D / D$, $\bar{\delta}_D = \bar{\delta} \cdot Sc^{-1/2}$ – толщина диффузионного слоя.

Граничные условия для уравнений (6) и (7):

$$\text{при } \eta = 0: u = 0, \quad c = 0; \quad \eta = 1: \frac{\partial u}{\partial \eta} = \frac{\partial c}{\partial \eta} = 0;$$

$$\xi = 0: u = 1, \quad c = 1; \quad \xi = 1: \frac{\partial u}{\partial \xi} = \frac{\partial c}{\partial \xi} = 0. \quad (8)$$

Скорость движения жидкости по границе раздела фаз определяется по выражению:

$$u_{ГР} = u_{\infty} \left(1 - \sqrt{\xi_k / \xi_{сф}} \right),$$

где ξ_k , $\xi_{сф}$ – коэффициенты сопротивления капли и твердой частицы.

Скорость изменения размеров капли по диффузионному механизму ω записывается в виде уравнения [7]:

$$\omega = \frac{dy}{d\tau} = \frac{dd_{\delta}}{d\tau} = \frac{\varphi_F}{3\varphi_V \rho_D} \beta (c_{ГР} - c_{\infty}), \quad (9)$$

где φ_F и φ_V – поверхностный и объемный коэффициенты формы капли (для сферических $\varphi_F = \pi$, $\varphi_V = \pi/6$); ρ_D – плотность частицы; β – среднее значение коэффициента массоотдачи в сплошной фазе.

Интегрируя уравнение (9), с начальным условием $d = d_0$ при $\tau = \tau_0$, получим размер капли в момент времени τ :

$$d = d_0 - \int_{\tau_0}^{\tau} \frac{\varphi_F}{3\varphi_V \rho_D} \beta (c_{ГР} - c_{\infty}) dt, \quad (10)$$

где $c_{\infty} = c_{\infty}(\tau)$ – концентрация экстрагируемого вещества в сплошной фазе; $c_{ГР}$ – концентрация вещества на границе раздела фаз, величина постоянная при заданной температуре и давлении.

Толщина динамического пограничного слоя определяется из условия $u = 1$ при $\eta = 1$.

Решение уравнений переноса импульса.

Решение уравнения (6) будем искать в виде разложения по ортогональным функциям:

$$u = \sum_{k=1}^{\infty} u_k(\xi) \sin \frac{k\pi}{2} \eta, \quad (11)$$

где $k = 1, 3, 5, \dots, 2n + 1, \dots$; $u_k(\xi)$ – неизвестные функции от ξ .

Решение (11) удовлетворяет граничным условиям (8) по координате η . Функции $u_k(\xi)$ должны удовлетворять уравнению (6) и граничным условиям (8) по координате ξ . Для определения $u_k(\xi)$ подставим решение (11) в уравнение (6):

$$\begin{aligned} & \frac{\bar{\delta}^2}{l^2} \sum_{k=1}^{\infty} u_k''(\xi) \sin \frac{k\pi}{2} \eta - \sum_{k=1}^{\infty} \left(\frac{k\pi}{2} \right)^2 u_k(\xi) \sin \frac{k\pi}{2} \eta = \\ & = Re_{\omega} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{k\pi}{2} u_k(\xi) \cos \frac{k\pi}{2} \eta + \frac{\bar{\delta}}{l} Re_{ГР} \sum_{k=1}^{\infty} u_k'(\xi) \sin \frac{k\pi}{2} \eta \end{aligned} \quad (12)$$

Умножим левую и правую части уравнения (12) на $\sin \frac{m\pi}{2} \eta$, $m = 1, 3, 5, \dots, 2n + 1, \dots$ и проинтегрируем его по η от 0 до 1, учитывая при этом следующие условия:

$$\begin{aligned} \int_0^1 \sin \frac{k\pi}{2} \eta \sin \frac{m\pi}{2} \eta d\eta &= \begin{cases} 0 & \text{при } m \neq k \\ \frac{1}{2} & \text{при } m = k \end{cases}, \\ \int_0^1 \cos \frac{k\pi}{2} \eta \sin \frac{m\pi}{2} \eta d\eta &= \frac{2}{\pi} \frac{1}{m + k(-1)^{\frac{m+k+2}{2}}}. \end{aligned} \quad (13)$$

После преобразований получим систему уравнений для определения искоемых функций $u_m(\xi)$ ($m = 1, 3, 5, \dots, 2n + 1, \dots$):

$$u_m'' = \frac{l^2}{\delta^2} u_m(\xi) \left(\frac{m\pi}{2} \right)^2 + \frac{l}{\delta} \text{Re}_{\Gamma P} u_m'(\xi) + 2\text{Re}_\omega \frac{l^2}{\delta^2} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{ku_k(\xi)}{m+k \cdot (-1)^2} \quad (14)$$

$$\text{Здесь } u_m'' = \frac{d^2 u_m}{d\xi^2}.$$

Таким образом, произведен переход от уравнения (6) в частных производных к системе обыкновенных дифференциальных уравнений (14) относительно $u_m(\xi)$. Рассмотрим граничные условия (8) по координате ξ :

$$\left. \frac{\partial u}{\partial \xi} \right|_{\xi=1} = \sum_{k=1}^{\infty} u_k'(\xi) \sin \frac{k\pi}{2} \eta = 0. \quad (15)$$

Умножим левую и правую части уравнений (15) на $\sin \frac{m\pi}{2} \eta$ ($m = 1, 3, 5, \dots, 2n+1, \dots$) и проинтегрируем его по η от 0 до 1. В результате, получим, при $\xi = 1$:

$$u_m' \Big|_{\xi=1} = 0, \quad u_m' = \frac{du_m}{d\xi}. \quad (16)$$

С граничным условием для u при $\xi = 0$ проведем аналогичные преобразования:

$$\sum_{k=1}^{\infty} u_k(0) \sin \frac{k\pi}{2} \eta = 1, \quad (17)$$

$$u_m \Big|_{\xi=0} = 1, \quad (18)$$

где $m = 1, 3, 5, \dots, 2n+1, \dots$

Ввиду того, что Re_ω , $\text{Re}_{\Gamma P}$ и δ являются функциями от ξ , система уравнений (14) с граничными условиями (16) и (18) решается методом последовательных приближений.

Правую часть уравнения (14) обозначим через $\varphi_m(\xi, u_m)$ тогда:

$$u_m(\xi) = \int_0^\xi \int_0^\theta \varphi_m(\chi, u_m) d\chi d\theta + C_{1m}\xi + C_{2m} \quad (19)$$

где χ, θ – переменные интегрирования.

Константы интегрирования C_{1m} и C_{2m} находятся из граничных условий (16), (18).

Общая схема решения следующая: задается первое приближение искомых функций $u_m(\xi)$, например, $u_m^{(1)}(\xi) = \text{const} = u_m(0)$. Затем определяем значения констант C_{1m} и C_{2m} , используя граничные условия (16) и (18). После этого из решения уравнения (19) получаем следующее приближение $u_m^{(2)}(\xi)$ и так далее до достижения сходимости метода.

Для определения толщины пограничного слоя δ используем значение скорости на границе пограничного слоя при $\eta = 1$:

$$u(\xi, \eta) \Big|_{\eta=1} = \sum_{m=1}^{\infty} u_m(\xi) \sin \frac{m\pi}{2} = 1, \quad (20)$$

где $m = 1, 3, 5, \dots, 2n+1, \dots$

Зависимость толщины пограничного слоя от ξ принимаем в виде степенной функции:

$$\delta(\xi) = a\xi^b, \quad (21)$$

где $a = \text{const}$, $b = \text{const}$ ($b = 0.5$).

Таким образом, определение толщины слоя δ сводится к нахождению параметра a в уравнении (21). Параметр a определяется из условия (20) в результате минимизации интегральной невязки:

$$\int_0^1 \left| 1 - \sum_{m=1}^{\infty} u_m(\xi) \sin \frac{m\pi}{2} \right| d\xi \rightarrow \min. \quad (22)$$

Среднее значение толщины слоя определялось как средне-интегральная величина:

$$\bar{\delta} = \int_0^1 \delta(\xi) d\xi.$$

Учитывая размерное выражение (21)

$\delta(\xi) = a\xi^b \cdot l$, уравнение (14) можно записать в виде:

$$u_m'' = \frac{m^2 \pi^2}{4} \frac{1}{a^2} \frac{u_m(\xi)}{\xi} + \frac{u_{\Gamma P} l}{\nu} u_m'(\xi) + \frac{2\omega l}{a\nu} \frac{1}{\xi^{0.5}} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{ku_k(\xi)}{m+k \cdot (-1)^2},$$

где $m = 1, 3, 5, \dots, 2n+1, \dots$

Решение уравнений переноса массы.

Решение уравнения переноса массы (7) записывается в виде:

$$c = \sum_{k=1}^{\infty} c_k(\xi) \sin \frac{k\pi}{2} \eta, \quad (23)$$

где $k = 1, 3, 5, \dots, 2n+1, \dots$; $c_k(\xi)$ – неизвестные функции от ξ , удовлетворяющие граничным условиям (8).

Для определения $c_k(\xi)$ подставим разложение (23) в (7):

$$-\sum_{k=1}^{\infty} c_k(\xi) \sin \frac{k\pi}{2} \eta \left(\frac{k\pi}{2} \right)^2 + \frac{\bar{\delta}_D^2}{l^2} \sum_{k=1}^{\infty} c_k''(\xi) \sin \frac{k\pi}{2} \eta = \text{Pe}_\omega \sum_{k=1}^{\infty} c_k(\xi) \cos \frac{k\pi}{2} \eta \left(\frac{k\pi}{2} \right) + \frac{\bar{\delta}_D}{l} \text{Pe}_{\Gamma P} \sum_{k=1}^{\infty} c_k'(\xi) \sin \frac{k\pi}{2} \eta \quad (24)$$

Умножим левую и правую части уравнения (24) на $\sin \frac{m\pi}{2} \eta$ ($m = 1, 3, 5, \dots, 2n+1, \dots$) и проинтегрируем по η от 0 до 1.

$$-\sum_{k=1}^{\infty} c_k(\xi) \left(\frac{k\pi}{2} \right)^2 \int_0^1 \sin \frac{k\pi}{2} \eta \sin \frac{m\pi}{2} \eta d\eta +$$

$$\begin{aligned}
& + \frac{\delta_D^2}{l^2} \sum_{k=1}^{\infty} c_k''(\xi) \int_0^1 \sin \frac{k\pi}{2} \eta \sin \frac{m\pi}{2} \eta d\eta = \\
& = Pe_{\omega} \sum_{k=1}^{\infty} c_k(\xi) \left(\frac{k\pi}{2} \right) \int_0^1 \cos \frac{k\pi}{2} \eta \sin \frac{m\pi}{2} \eta d\eta + \\
& + \frac{\bar{\delta}_D}{l} Pe_{\Gamma P} \sum_{k=1}^{\infty} c_k'(\xi) \int_0^1 \sin \frac{k\pi}{2} \eta \sin \frac{m\pi}{2} \eta d\eta.
\end{aligned} \quad (25)$$

С учетом выражений (13) уравнение (25) запишется следующим образом:

$$\begin{aligned}
c_m''(\xi) &= \frac{l^2}{\bar{\delta}_D^2} \left(\frac{m\pi}{2} \right)^2 c_m(\xi) + \frac{l}{\bar{\delta}_D} Pe_{\Gamma P} c_m(\xi) + \\
& + \frac{2l^2}{\bar{\delta}_D^2} Pe_{\omega} \sum_{k=1}^{\infty} c_m(\xi) \frac{k}{m+k} \frac{(-1)^{\frac{m+k+2}{2}}}{2}
\end{aligned} \quad (26)$$

где $m = 1, 3, 5, \dots, 2n + 1, \dots$

Также как и при решении уравнения переноса импульса, от уравнения в частных производных (7) перешли к системе обыкновенных дифференциальных уравнений (26) относительно искомых функций $c_m(\xi)$. Используя (8) получим граничные условия для $c_m(\xi)$:

$$\left. \frac{\partial c}{\partial \xi} \right|_{\xi=1} = \sum_{k=1}^{\infty} c_k'(\xi) \sin \frac{k\pi}{2} \eta \Big|_{\xi=1} = 0. \quad (27)$$

Умножим левую и правую части уравнения (27) на $\sin \frac{m\pi}{2} \eta$, $m = 1, 3, 5, \dots, 2n + 1, \dots$; и проинтегрируем по η от 0 до 1.

$$\sum_{k=1}^{\infty} c_k'(\xi) \int_0^1 \sin \frac{k\pi}{2} \eta \sin \frac{m\pi}{2} \eta d\eta = \int_0^1 0 \cdot \sin \frac{m\pi}{2} \eta d\eta, \quad (28)$$

$$c_m'(\xi) \Big|_{\xi=1} = 0. \quad (29)$$

Для граничного условия при $\xi = 0$ проведем аналогичные преобразования:

$$\sum_{k=1}^{\infty} c_k(0) \sin \frac{k\pi}{2} \eta = 1, \quad c_m(0) = \frac{4}{\pi m}. \quad (30)$$

Решение системы уравнений (26) с граничными условиями (29) и (30) проводится методом последовательных приближений, аналогично уравнению (14).

Толщина диффузионного пограничного слоя на поверхности капли жидкости определяется по толщине динамического в виде [1]:

$$\bar{\delta}_D(\xi) = \bar{\delta}(\xi) Sc^{-\frac{1}{2}},$$

где $Sc = \nu/D$ – число Шмидта.

При решении уравнений переноса импульса и массы в разложении (11) и (23) удерживалось конечное число членов ряда ($k=1$), два ($k=1, 3$) и три ($k=1, 3, 5$). Проведенные расчеты скорости и концентрации в области пограничного слоя показали, что решение уравнений (6), (7) в виде суммы трех членов ряда ($k=1, 3, 5$) в разложениях

(11) и (23) практически повторяет решение, представленное суммой двух членов ряда ($k=1, 3$). Тем не менее, для повышения точности получаемых результатов, предлагается представлять решение уравнений (6), (7) в виде:

$$u(\xi, \eta) = u_1(\xi) \sin \frac{\pi}{2} \eta + u_3(\xi) \sin \frac{3\pi}{2} \eta + u_5(\xi) \sin \frac{5\pi}{2} \eta,$$

$$c(\xi, \eta) = c_1(\xi) \sin \frac{\pi}{2} \eta + c_3(\xi) \sin \frac{3\pi}{2} \eta + c_5(\xi) \sin \frac{5\pi}{2} \eta,$$

где $u_1(\xi), u_3(\xi), u_5(\xi), c_1(\xi), c_3(\xi), c_5(\xi)$ – неизвестные функции, определяемые из уравнений (14), (26).

Коэффициент массоотдачи β рассчитывается по величине потока вещества в пограничном слое на поверхности капли и находится по следующему выражению [8]:

$$\beta(\xi) = D \frac{\pi}{2\bar{\delta}_D} \sum_{m=1}^{\infty} m c_m(\xi) \quad (31)$$

Среднее значение коэффициента массоотдачи β определяется как среднеинтегральное по поверхности капли:

$$\beta = \int_0^1 \beta(\xi) d\xi. \quad (32)$$

Результаты

Для сравнения расчетных значений коэффициента массоотдачи β (32) с экспериментальными данными рассматривается стационарная задача: решение уравнений проводится в момент времени $\tau = \tau_0 = 0$, скорость роста $\omega = 0$.

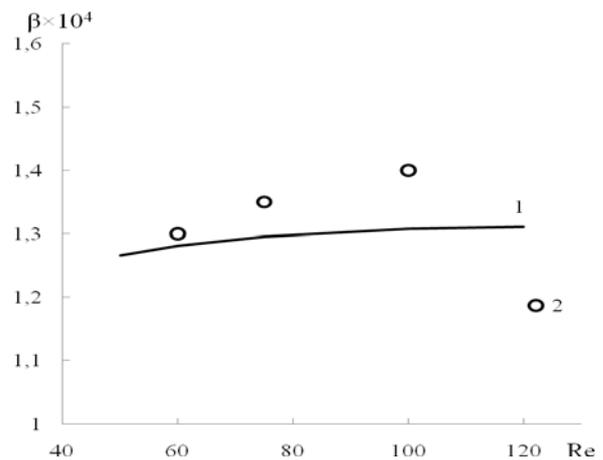


Рис. 1 – Зависимость коэффициентов массоотдачи β (м/с) в сплошной фазе от числа Рейнольдса Re при экстракции в системе вода (дисп. фаза) – бензойная кислота – бензол в распылительной колонне диаметром $D_a = 45$ мм и высотой $H = 650$ мм: 1 – расчет по предложенной модели; 2 – экспериментальные данные [9]

На рис. 1, 2, 3 приведены результаты расчета коэффициентов массоотдачи, полученные по предложенной методике и сравнение их значений

с экспериментальными данными [9, 10]. Экспериментальные данные в работе [9] получены в расплывательной колонне $D_a = 45$ мм и $H = 650$ мм при экстракции бензойной кислоты из бензола водой. В работе [10] эксперимент проводился в стеклянной колонне диаметром $D_a = 24$ мм и высотой $H = 65$ мм при экстракции в системе вода – бензойная кислота – бензол и вода – анилин – ксилол. Диаметр капель изменяется в интервале $d_g = 0.08 - 0.575$ мм.

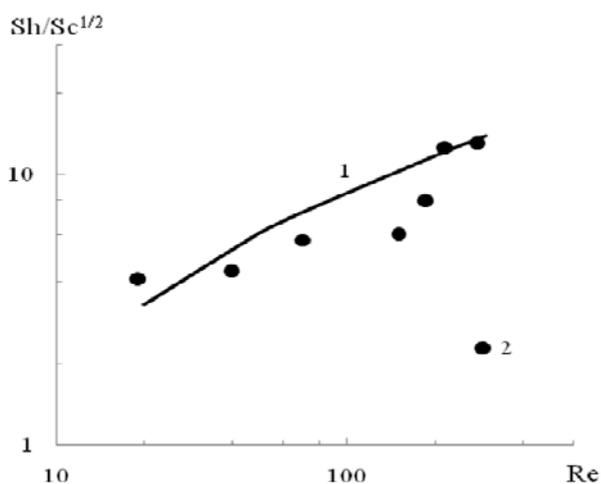


Рис. 2 – Зависимость безразмерного комплекса $Sh/Sc^{1/2}$ от числа Рейнольдса Re в сплошной фазе при экстракции в системе вода (спл. фаза) – бензойная кислота – бензол в стеклянной колонне диаметром $D_a = 24$ мм и высотой $H = 65$ мм: 1 – расчет по предложенной модели; 2 – экспериментальные данные [10]

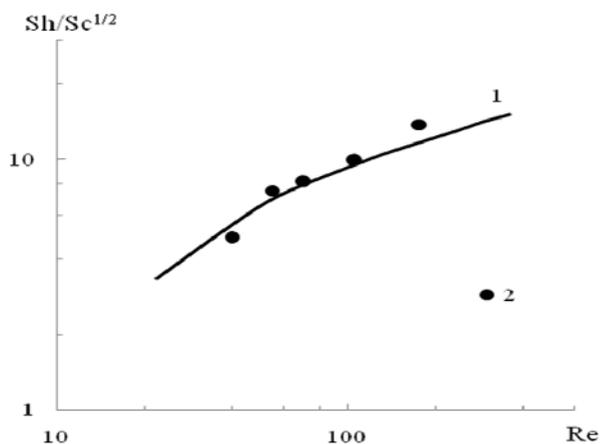


Рис. 3 – Зависимость безразмерного комплекса $Sh/Sc^{1/2}$ от числа Рейнольдса Re в сплошной фазе при экстракции в системе вода (спл. фаза) – анилин – ксилол в стеклянной колонне диаметром $D_a = 24$ мм и высотой $H = 65$ мм: 1

– расчет по предложенной модели; 2 – экспериментальные данные [10]

Сравнение результатов расчета коэффициентов массоотдачи по предложенному методу показывает удовлетворительное согласование с результатами экспериментальных исследований.

Приведенные результаты математического моделирования и их сравнение с экспериментальными данными на примере процессов экстракции в системах вода – бензойная кислота – бензол и вода – анилин – ксилол указывают на достоверность полученной математической модели.

Результаты работы получены в рамках федеральной целевой программы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 годы (соглашение №14.В37.21.0591).

Литература

1. В. Г. Левич, *Физико-химическая гидродинамика*. Наука, Москва, 1987, 669 с.
2. Б. И. Броунштейн, В. В. Щеголев, *Гидродинамика, массо- и теплообмен в колонных аппаратах*. Химия, Ленинград, 1988, 336 с.
3. А. М. Розен, А. И. Беззубова, *ТОХТ*, **2**, 6, 850–862 (1968).
4. А. М. Розен, В сб. *Процессы жидкостной экстракции и хемосорбции*. Химия, Москва, 1966. С. 99–112.
5. Л. П. Клинова, Н. Б. Сосновская, С. Г. Дьяконов, В сб. *Массообменные процессы и аппараты химической технологии*. КХТИ, Казань, 1987, С. 114–125.
6. Т. С. Камалиев, Д. В. Елизаров, *Вестник Казан. технол. ун-та*, **14**, 9, 127–131 (2011).
7. С. Г. Дьяконов, В. В. Елизаров, Д. В. Елизаров, Д. А. Кириллов, *ТОХТ*, **45**, 4, 400–408 (2011).
8. Д. В. Елизаров, В. В. Елизаров, Т. С. Камалиев, С. Г. Дьяконов, *ЖПХ*, **86**, 2, 246–252 (2013).
9. А. С. Железняк, Б. И. Броунштейн, *ЖПХ*, **36**, 11, 2437–2445 (1963).
10. Н. И. Каденская, А. С. Железняк, Б. И. Броунштейн, *Процессы хим. технологии*, 215–218 (1965).

© Т. С. Камалиев – аспирант кафедры процессов и аппаратов химических технологий ФГБОУ ВПО «КНИТУ», timur_kamaliyev@mail.ru; Д. В. Елизаров – канд. техн. наук, доцент кафедры автоматизации технологических процессов и производств НХТИ ФГБОУ ВПО «КНИТУ», В. И. Елизаров – д-р техн. наук, профессор, заведующий кафедрой автоматизации технологических процессов и производств НХТИ ФГБОУ ВПО «КНИТУ»