

УДК 532.135

*Б.Р. Абайдуллин*

**ИЗМЕНЕНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОСА  
В КОАКСИАЛЬНОМ РЕАКТОРЕ В ФИКСИРОВАННЫХ ОБЛАСТЯХ  
ПРИ ВОЗРАСТАНИИ ПАРАМЕТРА ФРАНК-КАМЕНЕЦКОГО**

*B.R. Abaydullin*

**CHANGES OF HEAT AND MASS TRANSFER CHARACTERISTICS  
IN A COAXIAL REACTOR AT FIXED AREAS  
WITH INCREASING FRANK-KAMENETSKY PARAMETER**

Приведена математическая модель теплообмена процесса полимеризации в реакторе коаксиального типа, позволяющая рассматривать распределения характеристик процесса при критическом режиме теплообмена в условиях течения неньютоновской жидкости. Результаты численного исследования представлены в виде распределений по длине и по радиусу канала температуры, осевой и радиальной компонент скорости, вязкости и концентраций мономера и инициатора при варьировании параметра Франк-Каменецкого. На границе канала задаются тепловые граничные условия первого рода.

НЕНЬЮТОНОВСКАЯ ЖИДКОСТЬ; ПАРАМЕТР ФРАНК-КАМЕНЕЦКОГО; КРИТИЧЕСКИЙ РЕЖИМ ТЕПЛООБМЕНА; КОАКСИАЛЬНЫЙ РЕАКТОР; КОЭФФИЦИЕНТЫ ДИФфуЗИИ МОНОМЕРА И ИНИЦИАТОРА.

The paper contains a mathematical model of heat and mass transfer polymerization reactor coaxial type, which allows to consider the distribution of the characteristics of the process provided a critical mode of heat transfer in the flow of non-Newtonian fluids. The results of numerical studies presented in the form of distributions of temperature, axial and radial components of the velocity, viscosity and concentration of the monomer and the initiator of the length and radius of the channel by varying the parameter Frank Kamenetz. At the edge of the channel are set thermal boundary conditions of the first kind.

NON-NEWTONIAN FLUID; THE PARAMETER FRANK-KAMENETSKY; A CRITICAL MODE OF HEAT TRANSFER; COAXIAL REACTOR; THE DIFFUSION COEFFICIENTS OF THE MONOMER AND THE INITIATOR.

В работе [3] рассматривались установившееся течение и теплообмен неньютоновской жидкости в коаксиальном канале бесконечной длины со сформировавшимся профилем температуры. На практике чаще всего наблюдается изменение профиля температуры по длине. В связи с этим наибольший интерес представляет исследование влияния основных безразмерных параметров на условия возникновения критических режимов теплообмена в канале с учетом изменения температуры по длине и по радиусу. Численная реализация поставленных задач усложнена в силу того, что необходимо учитывать конвективный

теплоперенос, особенности изменяющегося неньютоновского характера поведения среды, убывание концентраций при условии химической реакции. Поэтому по данной тематике опубликовано небольшое количество работ. Исследование распределений температуры и компонент вектора скорости на начальном участке коаксиального канала в зависимости от интенсивности химического и диссипативного источников при условии преобладания одного из них уже рассмотрены в [4]. Проведены исследования этих характеристик и некоторых других основных определяющих параметров [5, 6].

### Постановка задачи

Строя математическую модель стационарного теплообмена при течении неньютоновской жидкости в коаксиальном реакторе, как и в [4], приняли следующие допущения: течение — ламинарное, осесимметричное, стационарное; теплофизические характеристики жидкости, такие, как плотность, теплопроводность и теплоемкость, меняются в рассматриваемом диапазоне температур незначительно и приняты постоянными; силы тяжести входят в уравнения неявно через избыточное давление; перенос тепла вдоль основного направления движения за счет теплопроводности много меньше вынужденного в этом же направлении; время гидродинамической релаксации много меньше тепловой. Процесс будем считать квазистационарным, так как для рассматриваемых сред число Прандтля  $Pr \gg 1$ . Соответственно профиль вектора скорости почти мгновенно подстраивается под изменение температурного поля. Поэтому можно допустить, что изменение соответствующих составляющих вектора скорости в поперечных направлениях много больше их изменений в направлении основного движения (среда при этом предполагается несжимаемой каплевой жидкостью). Присутствует химический источник теплоты, распределенный по всему объему канала, заданный реакцией дробного порядка. На границе задаются гидродинамические условия прилипания, а также тепловые и концентрационные граничные условия первого рода.

При сделанных допущениях и некоторых преобразованиях решаемая система уравнений в цилиндрической системе координат будет выглядеть следующим образом:

$$\frac{\partial}{\partial r} \left( -P + 2\mu \frac{\partial v_r}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \mu \left( \frac{\partial v_r}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial r} \right) \right) + f_1 =$$

$$= \rho \left( v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} + v_z \frac{\partial v_r}{\partial z} \right);$$

$$\frac{\partial}{\partial r} \left( \mu \left( \frac{\partial v_z}{\partial r} + \frac{\partial v_r}{\partial z} \right) \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( -P + 2\mu \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) + f_2 =$$

$$= \rho \left( v_r \frac{\partial v_z}{\partial r} + v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} \right);$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (v_r r) + \frac{\partial v_z}{\partial z} = 0;$$

$$v_r \frac{\partial T}{\partial r} + v_z \frac{\partial T}{\partial z} =$$

$$= a \left( \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\mu I_2}{\rho C_p} + \frac{Q_0 K_0}{C_M} e^{-\frac{E}{RT}} M^m J^n;$$

$$v_r \frac{\partial M}{\partial r} + v_z \frac{\partial M}{\partial z} =$$

$$= D_M \left( \frac{\partial^2 M}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial M}{\partial r} \right) - K_0 e^{-\frac{E}{RT}} M^m J^n;$$

$$v_r \frac{\partial J}{\partial r} + v_z \frac{\partial J}{\partial z} = D_J \left( \frac{\partial^2 J}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial J}{\partial r} \right) - K_{i0} e^{-\frac{E_i}{RT}} J^n, \quad (1)$$

где  $f_1 = -\frac{1}{r^3} (2\mu r v_r) + \frac{1}{r} \left( 2\mu \frac{\partial v_r}{\partial r} \right)$   
и  $f_2 = \frac{1}{r} \left( \mu \left( \frac{\partial v_z}{\partial r} + \frac{\partial v_r}{\partial z} \right) \right)$ .

В этих уравнениях  $r_1 \leq r \leq r_2$ ,  $0 \leq z \leq L$ ;  $Q_0$  — тепловой эффект химической реакции;  $k_0$  — константа скорости химической реакции;  $E$  — энергия активации химической реакции;  $a$  — коэффициент температуропроводности;  $\mu = \mu(T, I_2)$  — динамическая вязкость;  $\rho$  — плотность жидкости;  $R$  — универсальная газовая постоянная;  $c_p$  — удельная изобарная теплоемкость;  $c_M$  — удельная молярная теплоемкость;  $T$  — температура;  $v_z, v_r$  — компоненты вектора скорости  $\vec{v}$ ;  $P$  — давление;  $r_1, r_2$  — соответственно внутренний и внешний радиусы коаксиального канала;  $L$  — длина канала;  $K_{i0}$  — константа скорости реакции инициирования;  $E_i$  — энергия активации процесса инициирования;  $\rho$  — плотность жидкости;  $R$  — универсальная газовая постоянная,  $M$  — концентрация мономера;  $J$  — концентрация инициатора;  $D_M, D_J$  — коэффициенты взаимной диффузии мономера и инициатора. Второй инвариант тензора скоростей деформации  $I_2$  представлен выражением

$$I_2 = \left( \frac{\partial v_z}{\partial r} + \frac{\partial v_r}{\partial z} \right)^2 + 2 \left( \frac{\partial v_r}{\partial r} \right)^2 + 2 \left( \frac{v_r}{r} \right)^2 +$$

$$+ 2 \left( \frac{\partial v_z}{\partial z} \right)^2. \quad (2)$$

Для системы уравнений (1) граничные условия задаются в следующем виде

$$\begin{aligned}
 &1) \quad v_z|_{r=r_1} = 0, \quad T|_{r=r_1} = T_0, \quad v_r|_{r=r_1} = 0, \quad M|_{r=r_1} = 0, \\
 &\quad \quad \quad J|_{r=r_1} = 0; \\
 &2) \quad v_z|_{r=r_2} = 0, \quad v_r|_{r=r_2} = 0, \quad T|_{r=r_2} = T_0, \quad M|_{r=r_2} = 0, \\
 &\quad \quad \quad J|_{r=r_2} = 0; \quad (3) \\
 &3) \quad M|_{z=0} = M_0, \quad J|_{z=0} = J_0, \quad T|_{z=0} = T^0, \\
 &\quad \quad \quad v_r|_{z=0} = 0, \quad v_z|_{z=0} = v_{z_0}(r), \quad \mu|_{z=0} = \mu^0.
 \end{aligned}$$

где  $T_0$  — температура окружающей среды;  $T^0$  — температура на входе в коаксиальный канал.

На ходе в канал задается расход  $Q$ , и на входе в канал профиль компоненты  $v_z$  вектора скорости  $\vec{v}$  (то есть функция  $v_{z_0}(r)$ ) является решением задачи

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \mu \frac{\partial v_z}{\partial r} \right) = \frac{\partial P}{\partial z}, \quad (4)$$

при этом  $T|_{z=0} = T^0$ , а составляющая градиента давления  $\frac{\partial P}{\partial z}$  в направлении оси  $z$  определяется из выражения

$$\frac{\partial P}{\partial z} = -\frac{1}{Q} \int_0^{2\pi} \int_{r_1}^{r_2} \mu(T, I_2) \left( \frac{\partial v_z}{\partial r} \right)^2 r dr d\varphi, \quad (5)$$

где  $Q$  — расход жидкости через поперечное сечение канала. То есть получается, что поскольку на вход в реактор жидкость подается по коаксиальному каналу, то на входе в реактор профиль скорости такой же, как сформировавшийся профиль скорости в конце коаксиальной трубы. Для получения этого профиля  $v_{z_0}(r)$  решается задача (4)–(5).

В качестве реологической модели используется модель Кутателадзе — Хабахпашевой [1] для структурно вязкой жидкости, подробно описанная в [4].

Для приведения системы уравнений (1) к безразмерному виду используются те же обозначения, что и в [2, 4].

Приведя вязкость, как и в [4], к безразмерному виду, получим

$$\tilde{\mu} = \frac{1}{\tilde{\varphi}} = \frac{1}{\tilde{\varphi}_\infty - (\tilde{\varphi}_\infty - c_8 \tilde{\varphi}_0) \exp\left(-c_9 \tilde{\Theta} \frac{c_7 \tilde{\tau}}{\tilde{\varphi}_\infty - c_8 \tilde{\varphi}_0}\right)}; \quad (6)$$

$$\begin{aligned}
 \tilde{\varphi}_\infty &= (c_1 - (1 - \tilde{M})) \exp\left(\frac{-c_2 + c_3(1 - \tilde{M})}{\beta(1 + \beta\theta)}\right); \\
 \tilde{\tau} &= \tilde{\mu} \sqrt{\tilde{I}_2}; \quad (7)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \tilde{\varphi}_0 &= (c_4 - (1 - \tilde{M})) \exp\left(\frac{-c_5 + c_6(1 - \tilde{M})}{\beta(1 + \beta\theta)}\right); \\
 \tilde{\Theta} &= (1 - \tilde{M}) \exp\left(\frac{-c_5 + c_6(1 - \tilde{M})}{\beta(1 + \beta\theta)}\right). \quad (8)
 \end{aligned}$$

Подставляя (6) в (1) и переходя к безразмерным параметрам, как и в [4], получаем

$$\begin{aligned}
 &\frac{\partial}{\partial \tilde{r}} \left( (\sigma + \tilde{r}) \tilde{\mu}(\tilde{I}_2, \theta) \frac{\partial \tilde{W}}{\partial \tilde{r}} \right) = \\
 &= -(\sigma + \tilde{r}) \int_0^1 \tilde{\mu}(\tilde{I}_2, \theta) \left( \frac{\partial \tilde{W}}{\partial \tilde{r}} \right)^2 (\sigma + \tilde{r}) d\tilde{r}; \\
 &\frac{\partial}{\partial \tilde{r}} ((\sigma + \tilde{r}) \tilde{V}) + (\sigma + \tilde{r}) \frac{\partial \tilde{W}}{\partial \tilde{z}} = 0; \\
 &(\sigma + \tilde{r}) \left( \gamma \tilde{V} \frac{\partial \theta}{\partial \tilde{r}} + \gamma \tilde{W} \frac{\partial \theta}{\partial \tilde{z}} \right) = \frac{\partial}{\partial \tilde{r}} \left( (\sigma + \tilde{r}) \frac{\partial \theta}{\partial \tilde{r}} \right) + \\
 &+ \delta(\sigma + \tilde{r}) \tilde{M}^m \tilde{J}^n \exp\left(\frac{\theta}{1 + \beta\theta}\right) + \chi(\sigma + \tilde{r}) \tilde{\mu}(\tilde{I}_2, \theta) \tilde{I}_2; \\
 &(\sigma + \tilde{r}) \left( \gamma_M \tilde{V} \frac{\partial \tilde{M}}{\partial \tilde{r}} + \gamma_M \tilde{W} \frac{\partial \tilde{M}}{\partial \tilde{z}} \right) = \\
 &= \frac{\partial}{\partial \tilde{r}} \left( (\sigma + \tilde{r}) \frac{\partial \tilde{M}}{\partial \tilde{r}} \right) - \delta_M(\sigma + \tilde{r}) \tilde{M}^m \tilde{J}^n \exp\left(\frac{\theta}{1 + \beta\theta}\right); \\
 &(\sigma + \tilde{r}) \left( \gamma_J \tilde{V} \frac{\partial \tilde{J}}{\partial \tilde{r}} + \gamma_J \tilde{W} \frac{\partial \tilde{J}}{\partial \tilde{z}} \right) = \\
 &= \frac{\partial}{\partial \tilde{r}} \left( (\sigma + \tilde{r}) \frac{\partial \tilde{J}}{\partial \tilde{r}} \right) - \delta_J(\sigma + \tilde{r}) \tilde{J}^n \exp\left(\frac{\theta}{1 + \beta_J \theta}\right). \quad (9)
 \end{aligned}$$

После перехода к безразмерным параметрам граничные условия первого рода (3) примут следующий вид:

$$\begin{aligned}
 &1) \quad \tilde{W}|_{\tilde{r}=0} = 0, \quad \tilde{V}|_{\tilde{r}=0} = 0, \quad \theta|_{\tilde{r}=0} = 0, \quad \tilde{M}|_{\tilde{r}=0} = 0, \\
 &\quad \quad \quad \tilde{J}|_{\tilde{r}=0} = 0; \\
 &2) \quad \tilde{W}|_{\tilde{r}=1} = 0, \quad \tilde{V}|_{\tilde{r}=1} = 0, \quad \theta|_{\tilde{r}=1} = 0, \quad \tilde{M}|_{\tilde{r}=1} = 0, \\
 &\quad \quad \quad \tilde{J}|_{\tilde{r}=1} = 0; \quad (10)
 \end{aligned}$$

$$3) \tilde{M}|_{\tilde{z}=0} = 1, \tilde{J}|_{\tilde{z}=0} = 1, \theta|_{\tilde{z}=0} = 0, \tilde{\mu}|_{\tilde{z}=0} = 1,$$

$$\tilde{V}|_{\tilde{z}=0} = 0, \tilde{W}|_{\tilde{z}=0} = \tilde{W}_0(r).$$

В формулах (6)–(10) присутствуют следующие параметры:  $\tilde{z} = \frac{z}{L}$  — безразмерная продольная координата;  $\tilde{r} = \frac{r-r_1}{r_2-r_1}$  — безразмерная поперечная координата;  $\beta = \frac{RT_0}{E}$  — безразмерный параметр, число Аррениуса;  $\theta = \frac{E}{RT_0}(T-T_0)$  — безразмерная температура;  $\tilde{W} = \frac{2\pi(r_2-r_1)^2}{Q}v_z$  — безразмерная осевая компонента вектора скорости  $\vec{v}$ ;  $\tilde{V} = \frac{2\pi L(r_2-r_1)}{Q}v_r$  — безразмерная радиальная компонента вектора скорости  $\vec{v}$ ;  $\tilde{I}_2 = \frac{(2\pi)^2(r_2-r_1)^6}{Q^2}I_2$  — безразмерный второй инвариант тензоров скоростей деформации;  $\xi = \frac{(r_2-r_1)^2}{L^2}$  — безразмерный параметр соотношения радиуса и длины коаксиального канала;  $\sigma = \frac{r_1}{r_2-r_1}$  — безразмерный параметр, отвечающий за геометрию канала;  $c_1 = \frac{A_\infty^{\eta=0}}{K_{A_\infty}}$ ,  $c_2 = \frac{B_\infty^{\eta=0}}{E}$ ,  $c_3 = \frac{K_{B_\infty}}{E}$ ,  $c_4 = \frac{A_0^{\eta=0}}{K_{A_0}}$ ,  $c_5 = \frac{B_0^{\eta=0}}{E}$ ,  $c_6 = \frac{K_{B_0}}{E}$ ,  $c_7 = \frac{Q}{2\pi K_{A_\infty}(r_2-r_1)^3}$ ,  $c_8 = \frac{K_{A_0}}{K_{A_\infty}}$ ,  $c_9 = \frac{K_\theta}{K_{A_\infty}}$  — реологические параметры;  $\beta_J = \frac{E_J}{E}$  — число Аррениуса из уравнения для инициатора,  $\tilde{J} = \frac{J}{J_0}$  — нормированная по длине концентрация инициатора;  $\tilde{M} = \frac{M}{M_0}$  — нормированная по длине концентрация мономера;  $\tilde{\mu} = \mu K_{A_\infty}$  — коэффициент динамической вязкости;  $\delta = \frac{Q_0 K_0 (r_2-r_1)^2 E}{\lambda RT_0^2} M_0^m J_0^n \times \exp\left(-\frac{E}{RT_0}\right)$  — безразмерный параметр Франк-

Каменецкого, характеризующий интенсивность химического источника тепловыделения;

$$\delta_M = \frac{K_0 M_0^{m-1} J_0^n (r_2-r_1)^2}{D_M} \exp\left(-\frac{E}{RT_0}\right),$$

$$\delta_J = \frac{K_{i0} J_0^{n-1} (r_2-r_1)^2}{D_J} \exp\left(-\frac{E_i}{RT_0}\right)$$

— безразмерные параметры Франк-Каменецкого, характеризующие интенсивность массовыделения в результате химической реакции;

$\chi = \frac{Q^2 E}{K_{A_\infty} 4\pi^2 \lambda RT_0^2 (r_2-r_1)^4}$  — безразмерный параметр, характеризующий интенсивность тепловыделения от вязкого течения;  $\gamma = \frac{Q}{2\pi L a}$ ,  $\gamma_M = \frac{Q}{2\pi L D_M}$ ,

$\gamma_J = \frac{Q}{2\pi L D_J}$  — безразмерные параметры, связывающие расход и длину канала;  $\frac{\partial \tilde{P}}{\partial \tilde{z}} = \frac{2\pi(r_2-r_1)^4 A_0}{Q} \times$

$\times \exp\left(-\frac{B}{RT_0}\right) \frac{\partial P}{\partial z}$ ,  $\frac{\partial \tilde{P}}{\partial \tilde{z}} = \int_0^1 \tilde{\mu} \left(\frac{\partial \tilde{W}}{\partial \tilde{r}}\right)^2 (\sigma + \tilde{r}) d\tilde{r}$  —

безразмерный перепад давления. Для решения системы уравнений (9) с граничными условиями (10) используется тот же итерационный алгоритм, что и в [4]. Он включает в себя решение соответствующих трехточечных разностных уравнений методом прогонки с пересчетом всех коэффициентов уравнений, зависящих от искомым функций. Вследствие нелинейности системы уравнений (9) и неявного вида функции вязкости были введены дополнительные итерации по вязкости и по нелинейному свободному члену.

Необходимая точность вычисления определяемых параметров задается величиной  $\epsilon$ , с которой на каждом слое по координате  $\tilde{z}$  сравнивается относительное среднеквадратическое отклонение значений определяемых параметров на предыдущей и последующей итерациях.

### Результаты

Для коаксиального реактора были рассмотрены зависимости характеристик, определяющих процесс, от параметра  $\delta$  интенсивности химического источника в точке с фиксированными координатами  $\tilde{r} = 0,06$ ,  $\tilde{r} = 0,1$ ,  $\tilde{r} = 0,5$  и  $\tilde{z} = 0,5$ . При этом остальные определяющие параметры, кроме  $\delta$ , были зафиксированы и определены в [5].

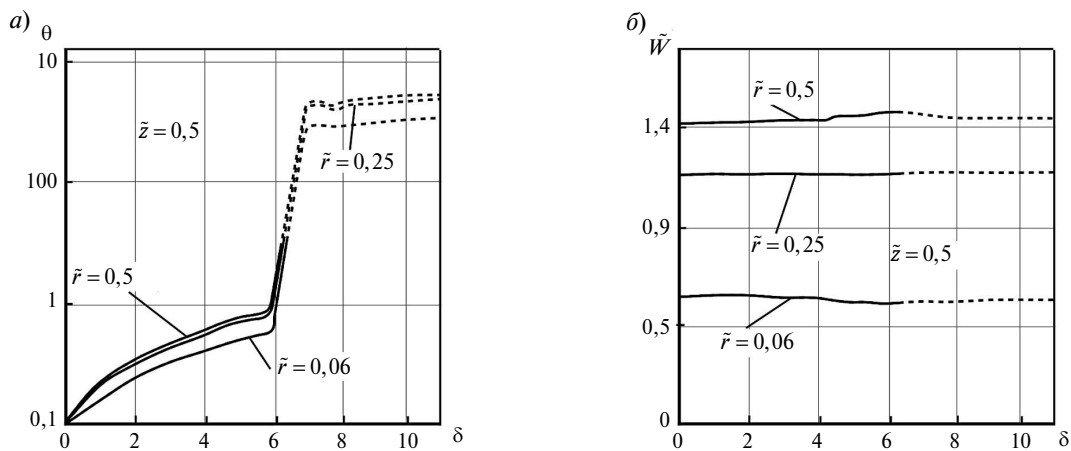


Рис. 1. Зависимости температуры  $\theta$  (а) и скорости  $\tilde{W}$  (б) от параметра  $\delta$

Принцип исследования зависимостей характеристик, определяющих процесс, от управляющих параметров в реакторе аналогичен порядку исследования этих зависимостей на начальном тепловом участке в коаксиальном канале в [5].

На рис. 1 представлены графики изменения температуры в точках  $\tilde{r} = 0,06$ ,  $\tilde{r} = 0,1$ ,  $\tilde{r} = 0,5$  и  $\tilde{z} = 0,5$  при изменении параметра  $\delta$ . Как следует из рис. 1, для рассматриваемой точки критическими являются значения параметра  $\delta \geq 6$ . При  $\delta > 6$  в области начиная с точки  $\tilde{z} = 0,5$  всегда существует критический режим.

Отметим, что в распределении температуры  $\theta$  по  $\tilde{z}$  в [6] при  $\delta = 6$  область с критическим режимом теплообмена начинается при  $\tilde{z} \approx 0,8125$ . Также из графиков температуры на рис 1, а и графиков ее распределений по длине при различных  $\delta$  в [6] можно сделать вывод, что при уменьше-

нии  $\delta$  область критического режима теплообмена смещается (по длине  $\tilde{z}$ ) к концу реактора. Таким образом, каждому критическому значению  $\delta$  соответствует свое (критическое) значение  $\tilde{z}$ .

При возрастании параметра  $\delta$  ( $\delta < \delta_{кр}$ ) компонента скорости  $\tilde{W}$  в центре межстеночной области (то есть при  $\tilde{z} = 0,5$  и  $\tilde{r} = 0,5$ ) увеличивается (как видно на рис. 1, б), а при  $\tilde{r} = 0,1$  уменьшается. Зависимость  $\tilde{V}(\delta)$  показана на рис. 2, а.

При условии постоянства расхода очевидно, что при увеличении скорости  $\tilde{W}$  в центре межстеночной области у стенок она уменьшается, и появляется  $\tilde{V}$ . Изменения  $\tilde{V}$  в зависимости от  $\delta$  при  $\delta < \delta^*$  (где  $\delta^* = 6$  для  $\tilde{z} = 0,5$ ) наиболее существенны.

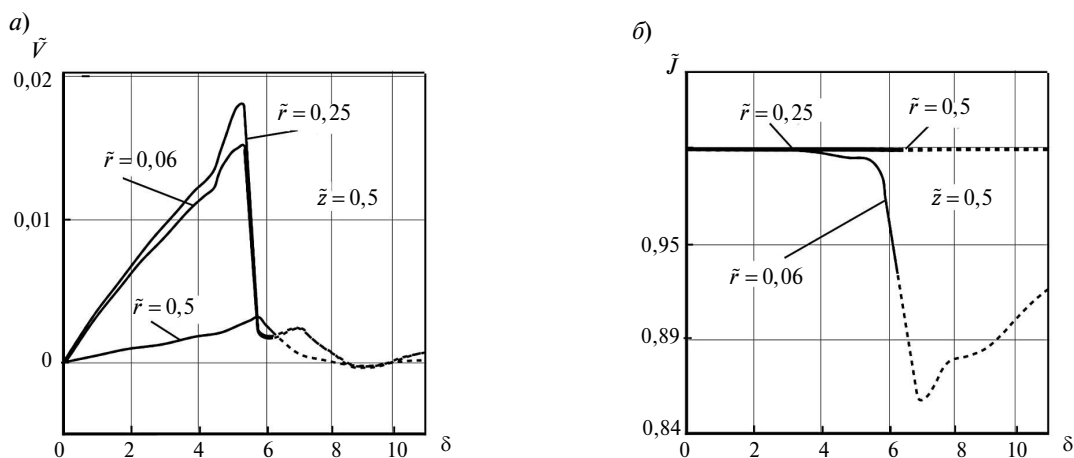


Рис. 2. Зависимости скорости  $\tilde{V}$  (а) и концентрации инициатора  $\tilde{J}$  (б) от параметра  $\delta$

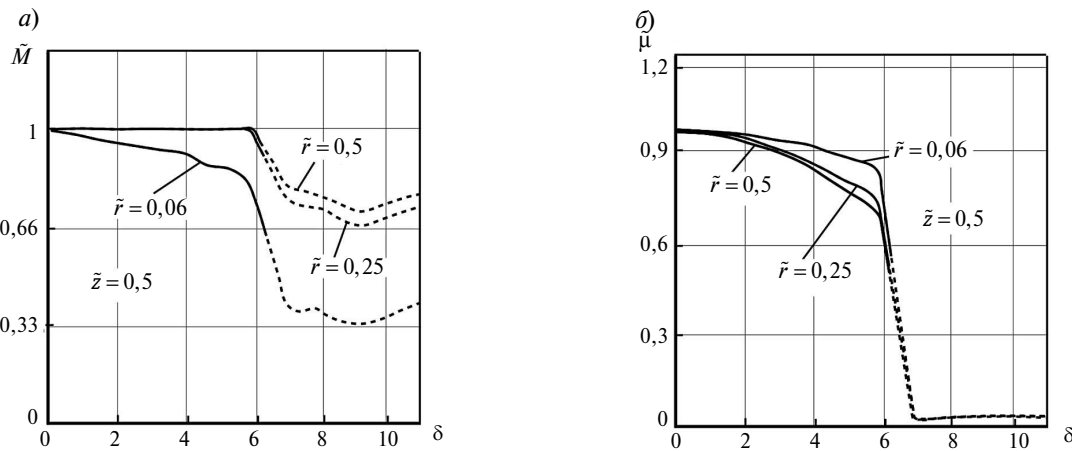


Рис. 3. Зависимости концентрации  $\tilde{M}$  (а) и вязкости  $\tilde{\mu}$  (б) от параметра  $\delta$

На рис. 2, б и рис. 3, а представлены зависимости концентраций инициатора  $\tilde{J}$  и мономера  $\tilde{M}$  от параметра  $\delta$  для этих же координат. Из них следует, что для данной координаты при возрастании параметра, отвечающего за интенсивность химического источника тепла, может произойти резкое падение концентрации  $\tilde{J}$  и  $\tilde{M}$  в области реактора, близкой к точке с координатами  $\tilde{r} = 0,5$ ,  $\tilde{z} = 0,5$ . Что, конечно же, приводит к нежелательным последствиям. На рис. 3, б представлена зависимость вязкости  $\tilde{\mu}$  от параметра  $\delta$ .

Как видно из рисунка, вязкость с ростом  $\delta$  уменьшается за счет большого роста температуры, поэтому при увеличении  $\delta$  не происходит закупорки канала, как это бывает довольно часто на производстве

Предложена математическая модель течения обобщенной ньютоновской жидкости в реакторе коаксиального типа при совместном действии химического и диссипативного источников тепловыделения и проведен анализ результатов

численных исследований, полученных на основании этой модели.

В силу специфичности свойств неньютоновской жидкости в режимах, близких к критическим, было обнаружено изменение по длине профиля как продольной, так и поперечной компонент скорости жидкости. Как показали расчеты, в предкритическом режиме теплообмена поперечная скорость жидкости при  $\tilde{r} = 0,5$  (то есть в центре межстеночной области коаксиального канала) близка к нулю.

Динамическая вязкость жидкости сильно зависит от температуры, однако в режимах, близких к критическим, также наблюдается влияние на нее и градиента скорости.

Наряду с аналогичными распределениями характеристик в [5] и [6], распределения характеристик  $\theta$ ,  $\tilde{W}$ ,  $\tilde{V}$ ,  $\tilde{\mu}$ ,  $\tilde{J}$ ,  $\tilde{M}$  по длине при различных значениях параметра  $\delta$  дают ясную картину о процессах, происходящих в условиях критического режима теплообмена при течении неньютоновской жидкости в коаксиальном канале.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кутателадзе С.С., Хабахпашева Е.М., Попов В.И. К гидродинамике жидкостей с переменной вязкостью // ПМТФ. 1966. №1. С. 45–49.
2. Франк-Каменецкий Д.А. Теплопередача и диффузия в химической кинетике. 3-е изд. М.: Наука. 1987. С. 320–358.
3. Абайдуллин Б.Р. Влияние геометрии бесконечного коаксиального канала и реологических характеристик жидкости на критические значения темпера-

туры, скорости и вязкости // Труды Академэнерго. 2006. №3. С. 16–27.

4. Абайдуллин Б.Р., Назмеев Ю.Г. Расчет критических состояний течения обобщенной ньютоновской жидкости на начальном участке коаксиального канала при диссипативном источнике тепловыделения // VII Всероссийская конференция молодых ученых по математическому моделированию. Красноярск, 2006. С. 33–34.

5. **Абайдуллин Б.Р.** Исследование влияния основных определяющих параметров на критический теплообмен при течении неньютоновской жидкости на начальном участке коаксиального канала // Труды Академэнерго. 2007. №1. С. 13–24.

6. **Абайдуллин Б.Р.** Зависимости характеристик теплообмена от параметра Франк-Каменецкого при критическом режиме теплообмена неньютоновской жидкости в реакторе // Труды Академэнерго. 2012. № 4. С. 20–28.

#### REFERENCES

1. **Kutateladze S.S., Khabakhpasheva E.M., Popov V.I.** К гидродинамике жидкости с переменной вязкостью. *PMTF*. 1966. №1. С. 45–49. (rus.)

2. **Frank-Kamenetskiy D.A.** Теплопередача и диффузия в химической кинетике. 3-е изд. М.: Наука, 1987. С. 320–358. (rus.)

3. **Abaydullin B.R.** Влияние геометрии бесконечного коаксиального канала и реологических характеристик жидкости на критические значения температуры, скорости и вязкости. *Trudy Akademenergo*. 2006. №3. С. 16–27. (rus.)

4. **Abaydullin B.R., Nazmeev Yu.G.** Расчет критических состояний течения обобщенной неньютоновской жидкости на начальном участке коаксиального

канала при диссипативном источнике тепловыделения. *VII Vse-rossiiskaya konferentsiya molodykh uchenykh po matematicheskoy modelirovaniyu*. Krasnoyarsk, 2006. (rus.)

5. **Abaydullin B.R.** Исследование влияния основных определяющих параметров на критический теплообмен при течении неньютоновской жидкости на начальном участке коаксиального канала. *Trudy Akademenergo*. 2007. №1. С. 13–24 (rus.)

6. **Abaydullin B.R.** Зависимости характеристик теплообмена от параметра Франк-Каменецкого при критическом режиме теплообмена неньютоновской жидкости в реакторе. *Trudy Akademenergo*. 2012. № 4. С. 20–28. (rus.)

#### СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРЕ

**АБАЙДУЛЛИН Булат Равилевич** — младший научный сотрудник лаборатории ТФИ Исследовательского центра проблем энергетики науки Казанского научного центра Российской академии наук, г. Казань, 420056, ул. Компрессорщиков, д. 31; 8(843) 239-82-83.

#### AUTHOR

**ABAYDULLIN Bulat R.** — Research center for power engineering problems Federal government budgetary institution of science Kazan scientific center Russian Academy of Sciences; Kazan, 420056, Kompressorshikov str., 31; 8 (843) 239-82-83