УДК 532.135

Исследование критических режимов течения обобщенно-вязких сред в трубчатом реакторе

Р.В. Лебедев, С.А. Лившиц

Аннотация

В статье произведено аналитическое исследование тепломасообмена обобщенно-вязких жидкостей в трубчатых гомофазных реакторах прямоточного типа. Получена возможность получить конкретные зависимости температурных, гидродинамических, реокинетических характеристик среды от управляющих параметров.

Определение диапазонов изменений управляющих параметров, в которых осуществляются безопасные режимы работы технологического оборудования позволит предотвращать нерасчетные режимы работы и положительно скажется на безопасности производства.

Ключевые слова.

теплообмен; аналитическое решение; уравнения движения и сохранения энергии; реологические сложные среды; тепловой взрыв; характеристическое уравнение; бифуркация.

На предприятиях химической и нефтехимической отрасли, в технологических процессах, в качестве рабочих сред или продуктов производства, зачастую используют нелинейно-вязкие жидкости. В ряде осуществляемых при этом химических реакциях, в которых могут присутствовать нестабильные компоненты и их продукты, происходит выделение большого количества теплоты. В связи с этим возникает проблема отвода теплоты из рабочего участка с одновременным сохранением всех необходимых тепловых, химических и гидродинамических условий для реализации технологического процесса.

Малейшие отклонения от технологии и изменение условий хранения или транспортировки реагентов, могут привести к непредсказуемым последствиям и внештатным ситуациям, обуславливающих потенциальную опасность химического производства. По некоторым статистическим данным, около 40% аварий на химических и нефтехимических производствах, сопровождающихся взрывом, характеризуются выходом из-под контроля химической реакции. Это требует создания эффективных средств предупреждения и защиты технологических процессов от явлений возникновения резкого нарастания температуры, последствием которого является возникновение аварий и катастроф техногенного характера.

Сложность теплофизических и химических процессов, протекающих в трубчатых реакторах непрерывного действия, не дает возможности эффективного прогнозирования возникновения критических режимов полимеризации, а также создания технических средств и методов защиты реакторов от взрыва.

Таким образом, для определения безопасных режимов работы химико-технологического, коммуникационного и нефтехимического оборудования, необходимо проведение комплекса теоретических исследований тепловых, процессов в условиях близких к прогрессивному нарастанию температуры реагирующей среды.

Для рассмотрения течения обобщенно-вязкой жидкости в проточном реакторе круглого сечения исследуется система уравнений, состоящая из уравнения движения, уравнения неразрывности, уравнения энергии и уравнений массопереноса для полимера и мономера. Проекцию уравнения движения в направлении r можно не рассматривать, т.к. нам не важно изменение давления по радиальной составляющей $\frac{\partial P}{\partial r}$.

Течение рассматривалось стационарное в приближении Стокса, т.е. силы инерции и тяжести незначительны по сравнению с силами, отвечающими за реакцию среды на деформацию.

Наличие источникого члена в рассматриваемом случае обусловлено осуществлением в рассматриваемом объекте (проточном реакторе) химических взаимодействий внутри исследуемого вещества, уравнение энергии движения и неразрывности запишутся в виде.

$$\frac{\partial}{\partial r}\left(\mu\frac{\partial V_r}{\partial z}\right)+\frac{\partial}{\partial r}\left(\mu\frac{\partial V_z}{\partial r}\right)+2\frac{\partial}{\partial z}\left(\mu\frac{\partial V_z}{\partial z}\right)-\frac{\partial P}{\partial z}+\frac{\mu}{r}\frac{\partial V_r}{\partial z}+\frac{\mu}{r}\frac{\partial V_z}{\partial r}=0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial V_r}{\partial r}+\frac{V_r}{r}+\frac{\partial V_z}{\partial z}=0 \quad (2)$$

$$V_r\frac{\partial T}{\partial r}+V_z\frac{\partial T}{\partial z}=a\left(\frac{\partial^2 T}{\partial r^2}+\frac{1}{r}\frac{\partial T}{\partial r}\right)+\frac{2\mu\cdot I_2}{\rho\cdot c_p}+\frac{Q_0k_0}{c_м}e^{-E/RT}M^mJ^n \quad (3)$$

$$V_r\frac{\partial M}{\partial r}+V_z\frac{\partial M}{\partial z}=D_м\left(\frac{\partial^2 M}{\partial r^2}+\frac{1}{r}\frac{\partial M}{\partial r}\right)-k_0e^{-E/RT}M^mJ^n \quad (4)$$

$$V_r \frac{\partial J}{\partial r} + V_z \frac{\partial J}{\partial z} = D_J \left(\frac{\partial^2 J}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial J}{\partial r} \right) - k_{j0} e^{-E/RT} J^s \qquad (5)$$

где r, z –текущие координаты; T –температура; P –давление; μ –коэффициент динамической вязкости; I_2 –второй инвариант тензора скоростей деформации; M и J - концентрации мономера и инициатора соответственно; Q_0, k_0, E –тепловой эффект, константа скорости и энергия активации химической реакции; R – газовая постоянная.

Для дальнейшего решения задачи переедем к новым безразмерным параметрам. $\theta = \frac{E}{RT_0^{\ 2}}\left(T - T_0\right)$ – безразмерная функция температуры; $x = \frac{r}{r_1}$, $\dot{z} = \frac{z}{L}$ – безразмерные функции координат; $\dot{M} = \frac{M}{\tilde{M}}$ и $\dot{J} = \frac{J}{\tilde{J}}$ – безразмерные концентрации мономера и инициатора соответственно; $\dot{V}_z = \frac{\pi \cdot r_1^{\ 2}}{Q} V_z$ и $\dot{V}_r = \frac{L \cdot \pi \cdot r_1}{Q} V_r$ – продольная и радиальная компоненты вектора скорости.

В качестве используемой реологической модели мы будем использовать широко известную степенную модель $\mu = \mu_0 I_2^{\ l}$ где $\mu_0 = A \cdot e^{B/RT}$.

Для расплавов полимеров степень второго инварианта тензора скоростей деформации принадлежит интервалу $\left(-1;0\right)$. (Вообще говоря, в качестве реологической модели с точки зрения точности описываемого процесса лучше было бы выбрать реологическую модель Кутателадзе-Хабахпашевой, но аналитическое решение в этом случае будет невозможно в силу того что в этой модели вязкость задается неявно).

Таким образом после введения новых обозначений и несложных преобразований системы уравнений движения и сохранения энергии, вводя для упрощения расчета новые параметры $\alpha = \frac{B}{E}$, $\beta = \frac{R \cdot T_0}{E}$ и учитывая: $\mu = \mu_0 I_2^{\ l} = Ae^{B/RT} I_2^{\ l} = Ae^{B/RT_0} \cdot e^{-B\theta/\theta RT_0 + E} \cdot I_2^{\ l} = \frac{A \cdot e^{B/RT_0} \pi \cdot r_1^{\ 2}}{Q^2} e^{-\frac{\alpha\theta}{\beta\theta + 1}} \cdot \dot{I}_2^{\ l}$, и применяя разложение всех искомых функции $\dot{V}_z$, $\dot{V}_r$, $\dot{M}$, $\dot{J}$, θ в ряды Тейлора в окрестности точки с координатами $\left(0; z_0\right)$, т.е. точки находящейся на осевой линии трубы реактора на расстоянии z_0 от начала, в силу единственности разложения функции в ряд Тейлора приравняем коэффициенты при соответствующих степенях переменных, для получения новой алгебраической системы уравнений описывающей течение реологически сложной жидкости в проточном реакторе необходимо в каждом уравнении приравнять коэффициенты при свободном члене и при первой степени $(\dot{z}-z_0)$. Таким образом, мы получим из четырех дифференциальных уравнений восемь алгебраических, добавив к ним краевые условия, имеем систему из шестнадцати уравнений с шестнадцатью неизвестными.

$$\frac{\pi^2\cdot r_1^4}{576\cdot Q^2\left(\frac{\partial\dot{V}_{z_0}}{\partial\dot{z}}\right)^2}\left\{8\left[-8\alpha\frac{\partial\dot{V}_{z_0}}{\partial\dot{z}}\frac{\partial\theta_0}{\partial\dot{z}}\left(\frac{\partial^2\dot{V}_{z_0}}{\partial x^2}\right)^2\left(\frac{\partial^2\dot{V}_{z_0}}{\partial x^2}+3\dot{V}_{z_0}\right)+108\alpha\left(\frac{\partial\dot{V}_{z_0}}{\partial\dot{z}}\right)^3\frac{\partial\theta_0}{\partial\dot{z}}\left(\frac{\partial^2\dot{V}_{z_0}}{\partial x^2}+4\dot{V}_{z_0}\right)+\right.\right.$$

$$\left.+\left(\frac{\partial^2\dot{V}_{z_0}}{\partial x^2}\right)^4\left(3\alpha\frac{\partial^2\theta_0}{\partial x^2}-8(1+\beta\theta_0)^2\right)-36\frac{\partial\dot{V}_{z_0}}{\partial\dot{z}}\left(\frac{\partial^2\dot{V}_{z_0}}{\partial x^2}\right)^2\left(\alpha\frac{\partial^2\theta_0}{\partial x^2}-3(1+\beta\theta_0)^2\right)\right]-$$

$$-\left(\frac{\partial^2\dot{V}_{z_0}}{\partial\dot{z}^2}\right)^3\left[3\frac{\partial^2\dot{V}_{z_0}}{\partial x^2}\left(3\alpha\frac{\partial^2\theta_0}{\partial x^2}-8(1+\beta\theta_0)^2\right)+16\dot{V}_{z_0}\left(\alpha\frac{\partial^2\theta_0}{\partial x^2}-3(1+\beta\theta_0)^2\right)\right]-$$

$$-2\frac{\partial^2\dot{V}_{z_0}}{\partial\dot{z}^2}\left[8\alpha\frac{\partial\dot{V}_{z_0}}{\partial\dot{z}}\frac{\partial\theta_0}{\partial\dot{z}}\left(\frac{\partial^2\dot{V}_{z_0}}{\partial x^2}+3\dot{V}_{z_0}\right)+\frac{\partial^2\dot{V}_{z_0}}{\partial x^2}\left[-7\frac{\partial^2\dot{V}_{z_0}}{\partial x^2}\left(3\alpha\frac{\partial^2\theta_0}{\partial x^2}-8(1+\beta\theta_0)^2\right)+\right.\right.$$

$$\left.\left.+32\dot{V}_{z_0}\left(-\alpha\frac{\partial^2\theta_0}{\partial x^2}+3(1+\beta\theta_0)^2\right)\right]\right]+4\frac{\partial^2\dot{V}_{z_0}}{\partial\dot{z}^2}\left[16\alpha\frac{\partial\dot{V}_{z_0}}{\partial\dot{z}}\frac{\partial\theta_0}{\partial x}\frac{\partial^2\dot{V}_{z_0}}{\partial x^2}\left(\frac{\partial^2\dot{V}_{z_0}}{\partial x^2}+3\dot{V}_{z_0}\right)+\right.$$

$$+12\left(\frac{\partial\dot{V}_{z_0}}{\partial\dot{z}}\right)^2\left[6\dot{V}_{z_0}\left(\alpha\frac{\partial^2\theta_0}{\partial x^2}-4(1+\beta\theta_0)^2\right)+5\frac{\partial^2\dot{V}_{z_0}}{\partial x^2}\left(\alpha\frac{\partial^2\theta_0}{\partial x^2}-3(1+\beta\theta_0)^2\right)\right]+$$

$$\left.\left.+\left(\frac{\partial^2\dot{V}_{z_0}}{\partial x^2}\right)^2\left[16V_{z_0}\left(-\alpha\frac{\partial^2\theta_0}{\partial x^2}+3(1+\beta\theta_0)^2\right)+5\frac{\partial^2\dot{V}_{z_0}}{\partial x^2}\left(-3\alpha\frac{\partial^2\theta_0}{\partial x^2}+8(1+\beta\theta_0)^2\right)\right]\right]\right\}=$$

$$=\frac{\partial^2\dot{V}_{z_0}}{\partial\dot{z}^2}(1+\beta\theta_0)^2+\sqrt[3]{324}\cdot e^{\frac{\alpha\theta}{1+\beta\theta}}\left(\alpha\frac{\partial\dot{V}_{z_0}}{\partial\dot{z}}\frac{\partial\theta_0}{\partial\dot{z}}-\frac{\partial^2\dot{V}_{z_0}}{\partial x^2}(1+\beta\theta_0)^2\right)\qquad(6)$$

$$\frac{\pi^2\cdot r_1^4}{24\cdot Q^2\frac{\partial\dot{V}_{z_0}}{\partial\dot{z}}}\left\{\left(\frac{\partial^2\dot{V}_{z_0}}{\partial\dot{z}^2}\right)^3(1+\beta\theta_0)^2\left[\alpha\frac{\partial\theta_0}{\partial\dot{z}}\left(5\frac{\partial^2\dot{V}_{z_0}}{\partial x^2}+12\dot{V}_{z_0}\right)+2\frac{\partial\dot{V}_{z_0}}{\partial\dot{z}}\left(\alpha\frac{\partial^2\theta_0}{\partial x^2}-3(1+\beta\theta_0)^2\right)\right]+\right.$$

$$+4\alpha\left[-108\left(\frac{\partial\dot{V}_{z_0}}{\partial\dot{z}}\right)^4\frac{\partial\theta_0}{\partial\dot{z}}(1+\beta\theta_0)^2+33\left(\frac{\partial\dot{V}_{z_0}}{\partial\dot{z}}\right)^2\frac{\partial\theta_0}{\partial\dot{z}}\left(\frac{\partial^2\dot{V}_{z_0}}{\partial x^2}\right)^2(1+\beta\theta_0)^2-\right.$$

$$-2\frac{\partial\theta_0}{\partial\dot z}\Bigg(\frac{\partial^2\dot V_{z_0}}{\partial x^2}\Bigg)^4(1+\beta\theta_0)^2+2\frac{\partial\dot V_{z_0}}{\partial\dot z}\Bigg(\frac{\partial^2\dot V_{z_0}}{\partial x^2}\Bigg)^2\Bigg(\frac{\partial^2\dot V_{z_0}}{\partial x^2}+3V_{z_0}\Bigg)\cdot\Bigg(\frac{\partial^2\theta_0}{\partial\dot z^2}(1+\beta\theta_0)^2-$$

$$-\Bigg(\frac{\partial\theta_0}{\partial\dot z}\Bigg)^2\big(\alpha+2\beta+2\beta^2\theta_0\big)\Bigg)-27\Bigg(\frac{\partial V_{z_0}}{\partial\dot z}\Bigg)^3\Bigg(\frac{\partial^2 V_{z_0}}{\partial x^2}+4V_{z_0}\Bigg)\cdot\Bigg(\frac{\partial^2\theta_0}{\partial\dot z^2}(1+\beta\theta_0)^2-$$

$$-\Bigg(\frac{\partial\theta_0}{\partial\dot z}\Bigg)^2\big(\alpha+2\beta+2\beta^2\theta_0\big)\Bigg)\Bigg]-2\frac{\partial^2\dot V_{z_0}}{\partial\dot z^2}\Bigg[-2\alpha\frac{\partial\theta_0}{\partial\dot z}\Bigg(\frac{\partial^2\dot V_{z_0}}{\partial x^2}\Bigg)^2\Bigg(7\frac{\partial^2\dot V_{z_0}}{\partial x^2}+12\dot V_{z_0}\Bigg)\times$$

$$\times(1+\beta\theta_0)^2+3\alpha\Bigg(\frac{\partial\dot V_{z_0}}{\partial\dot z}\Bigg)^2\frac{\partial\theta_0}{\partial\dot z}\cdot\Bigg(25\frac{\partial^2\dot V_{z_0}}{\partial x^2}+48V_{z_0}\Bigg)\cdot(1+\beta\theta_0)^2-18\Bigg(\frac{\partial\dot V_{z_0}}{\partial\dot z}\Bigg)^3\times$$

$$\times(1+\beta\theta_0)^2\Bigg(-\alpha\frac{\partial^2\theta_0}{\partial x^2}+4(1+\beta\theta_0)^2\Bigg)-4\frac{\partial\dot V_{z_0}}{\partial\dot z}\frac{\partial^2\dot V_{z_0}}{\partial x^2}\Bigg[3\alpha\dot V_{z_0}\Bigg(-\frac{\partial^2\theta_0}{\partial\dot z^2}(1+\beta\theta_0)^2+$$

$$+\Bigg(\frac{\partial\theta_0}{\partial\dot z}\Bigg)^2\big(\alpha+2\beta+2\beta^2\theta_0\big)\Bigg)+\frac{\partial^2\dot V_{z_0}}{\partial x^2}\Bigg(\alpha\Bigg(\frac{\partial\theta_0}{\partial\dot z}\Bigg)^2\big(\alpha+2\beta+2\beta^2\theta_0\big)-\alpha\frac{\partial^2\theta_0}{\partial\dot z^2}(1+\beta\theta_0)^2+$$

$$+2(1+\beta\theta_0)^2\Bigg(3(1+\beta\theta_0)^2-\alpha\frac{\partial^2\theta_0}{\partial x^2}\Bigg)\Bigg)\Bigg]\Bigg]-2\Bigg(\frac{\partial^2\dot V_{z_0}}{\partial\dot z^2}\Bigg)^2\Bigg[-3\alpha\frac{\partial\dot V_{z_0}}{\partial\dot z}\frac{\partial\theta_0}{\partial\dot z}(1+\beta\theta_0)^2+$$

$$+\alpha\frac{\partial^2\dot V_{z_0}}{\partial x^2}\frac{\partial\theta_0}{\partial\dot z}\Bigg(11\frac{\partial^2\dot V_{z_0}}{\partial x^2}+24\dot V_{z_0}\Bigg)(1+\beta\theta_0)^2+\frac{\partial\dot V_{z_0}}{\partial\dot z}\Bigg[\frac{\partial^2\dot V_{z_0}}{\partial x^2}\Bigg(-\alpha\frac{\partial\theta_0}{\partial\dot z^2}(1+\beta\theta_0)^2+$$

$$+\alpha\Bigg(\frac{\partial\theta_0}{\partial\dot z}\Bigg)^2\big(\alpha+2\beta+2\beta^2\theta_0\big)+6(1+\beta\theta_0)^2\Bigg(3(1+\beta\theta_0)^2-\alpha\frac{\partial^2\theta_0}{\partial x^2}\Bigg)\Bigg)+3\dot V_{z_0}\Bigg(-\alpha\frac{\partial\theta_0}{\partial\dot z^2}\times$$

$$\times(1+\beta\theta_0)^2+\alpha\Bigg(\frac{\partial\theta_0}{\partial\dot z}\Bigg)^2\big(\alpha+2\beta+2\beta^2\theta_0\big)+4(1+\beta\theta_0)^2\Bigg(4(1+\beta\theta_0)^2-\alpha\frac{\partial^2\theta_0}{\partial x^2}\Bigg)\Bigg)\Bigg]\Bigg]\Bigg\}=$$

$$=2\frac{\partial^2\dot V_{z_0}}{\partial\dot z^2}(1+\beta\theta_0)^4-3\frac{\partial^2\dot V_{z_0}}{\partial\dot z^2}(1+\beta\theta_0)^2\Bigg(\alpha\frac{\partial V_{z_0}}{\partial\dot z}\frac{\partial\theta_0}{\partial\dot z}+4\frac{\partial^2\dot V_{z_0}}{\partial x^2}(1+\beta\theta_0)^2\Bigg)+$$

$$+18\alpha\frac{\partial\dot V_{z_0}}{\partial\dot z}\Bigg[-\frac{\partial^2\theta_0}{\partial\dot z^2}\frac{\partial\dot V_{z_0}}{\partial\dot z}(1+\beta\theta_0)^2+\frac{\partial\theta_0}{\partial\dot z}\Bigg(-\frac{\partial^2\dot V_{z_0}}{\partial x^2}(1+\beta\theta_0)^2+\frac{\partial\dot V_{z_0}}{\partial\dot z}\frac{\partial\theta_0}{\partial\dot z}\big(\alpha+2\beta+2\beta^2\theta_0\big)\Bigg)\Bigg]\quad(7)$$

$$\frac{\pi Rr_1T_0{}^2\dot V_{z_0}}{EQ}\frac{\partial\theta_0}{\partial\dot z}=\frac{\tilde J\tilde M k_0Q_0\dot M_0\dot J_0}{c_M e^{E/RT_0}}e^{\frac{\theta_0}{1+\beta\theta_0}}+\frac{\sqrt[3]{18}Ae^{B/RT_0}\pi^2r_1{}^4}{Q^4}e^{-\frac{\alpha\theta_0}{1+\beta\theta_0}}\Bigg(\frac{\partial\dot V_{z_0}}{\partial\dot z}\Bigg)^{4/3}+\frac{2\alpha RT_0{}^2}{Er_1{}^2}\frac{\partial^2\theta_0}{\partial x^2}\quad(8)$$

$$\frac{\pi R r_1 T_0^{\,2}}{EQ}\left(\frac{\partial \dot V_{z_0}}{\partial \dot z}\frac{\partial \theta_0}{\partial \dot z}+\dot V_{z_0}\frac{\partial^2\theta_0}{\partial \dot z^2}\right)=\frac{\sqrt[3]{18\frac{\partial \dot V_{z_0}}{\partial \dot z}Ae^{B/RT_0}\pi^2 r_1^{\,4}}}{3(1+\beta\theta_0)^2Q^4}e^{-\frac{\alpha\theta_0}{1+\beta\theta_0}}\left(4\frac{\partial^2\dot V_{z_0}}{\partial \dot z^2}(1+\beta\theta_0)^2-3\alpha\frac{\partial \dot V_{z_0}}{\partial \dot z}\frac{\partial\theta_0}{\partial \dot z}\right)+$$

$$+\frac{\tilde J\tilde M k_0 Q_0}{c_M e^{E/RT_0}(1+\beta\theta_0)^2}e^{\frac{\theta_0}{1+\beta\theta_0}}\left(J_0\frac{\partial \dot M_0}{\partial \dot z}(1+\beta\theta_0)^2+\dot M_0\left(\dot J_0\frac{\partial\theta_0}{\partial \dot z}+\frac{\partial \dot J_0}{\partial \dot z}(1+\beta\theta_0)^2\right)\right) \quad (9)$$

$$\frac{\tilde M\cdot\pi\cdot r_1\cdot\dot V_{z0}}{Q}\frac{\partial \dot M_0}{\partial \dot z}=\frac{\dot J_0\cdot\dot M_0\cdot\tilde J\cdot\tilde M\cdot k_0}{e^{E/RT_0}}e^{\frac{\theta_0}{1+\beta\theta_0}}+\frac{2\tilde M\cdot D_M}{r_1^{\,2}}\frac{\partial^2\dot M_0}{\partial x^2} \quad (10)$$

$$\frac{\tilde M\pi r_1}{Q}\left(\frac{\partial \dot M_0}{\partial \dot z}\frac{\partial \dot V_{z0}}{\partial \dot z}+\dot V_{z0}\frac{\partial^2\dot M_0}{\partial \dot z^2}\right)=$$

$$=\frac{\tilde J\tilde M k_0}{e^{E/RT_0}}e^{\frac{\theta_0}{1+\beta\theta_0}}\left(\dot J_0\frac{\partial \dot M_0}{\partial \dot z}(1+\beta\theta)^2+\dot M_0\left(\dot J_0\frac{\partial\theta_0}{\partial \dot z}+\frac{\partial \dot J_0}{\partial \dot z}(1+\beta\theta)^2\right)\right) \quad (11)$$

$$\frac{\tilde J\cdot\pi\cdot r_1\cdot\dot V_{z0}}{Q}\frac{\partial \dot J_0}{\partial \dot z}=-\frac{\dot J_0\cdot\tilde J\cdot k_{j0}}{e^{E_j/RT_0}}e^{\frac{\theta_0}{1+\beta\theta_0}}+\frac{2\tilde J\cdot D_J}{r_1^{\,2}}\frac{\partial^2\dot J_0}{\partial x^2} \quad (12)$$

$$\frac{\tilde J\cdot\pi\cdot r_1}{Q}\left(\frac{\partial \dot J_0}{\partial \dot z}\frac{\partial \dot V_{z0}}{\partial \dot z}+\dot V_{z0}\frac{\partial^2\dot J_0}{\partial \dot z^2}\right)=$$

$$=-\frac{\tilde J k_{j0}}{e^{E_j/RT_0}\cdot(1+\beta\theta_0)^2}e^{\frac{\theta_0}{1+\beta\theta_0}}\left(\dot J_0\frac{\partial\theta_0}{\partial \dot z}+\frac{\partial \dot J_0}{\partial \dot z}(1+\beta\theta)^2\right) \quad (13)$$

Полученная система уравнений (6) – (13) решается при следующих краевых условиях:

$$\dot M_0-z_0\frac{\partial \dot M_0}{\partial \dot z}+\frac{z_0^{\,2}}{2}\frac{\partial^2\dot M_0}{\partial \dot z^2}=1;\ \dot J_0-z_0\frac{\partial \dot J_0}{\partial \dot z}+\frac{z_0^{\,2}}{2}\frac{\partial^2\dot J_0}{\partial \dot z^2}=1;$$

$$\theta_0-z_0\frac{\partial\theta_0}{\partial \dot z}+\frac{z_0^{\,2}}{2}\frac{\partial^2\theta_0}{\partial \dot z^2}=1;\ \dot V_{z0}-z_0\frac{\partial \dot V_{z0}}{\partial \dot z}+\frac{z_0^{\,2}}{2}\frac{\partial^2\dot V_{z0}}{\partial \dot z^2}=\frac{1}{4\mu_0}$$

$$\dot{V}_{z0} + \frac{1}{2}\frac{\partial^2 \dot{V}_{z0}}{\partial x^2} = 0\,; \ \dot{M}_0 + \frac{1}{2}\frac{\partial^2 \dot{M}_0}{\partial x^2} = 1; \ \dot{J}_0 + \frac{1}{2}\frac{\partial^2 \dot{J}_0}{\partial x^2} = 1$$

$$\theta_0 + \frac{1}{2}\frac{\partial^2 \theta_0}{\partial x^2} = 0$$

Решая полученную систему алгебраических уравнений можно определить значения неизвестных: $\dot{V}_{z0}$, $\frac{\partial \dot{V}_{z0}}{\partial \dot{z}}$, $\frac{\partial^2 \dot{V}_{z0}}{\partial \dot{z}^2}$, $\frac{\partial^2 \dot{V}_{z0}}{\partial x^2}$, $\dot{M}_0$, $\frac{\partial \dot{M}_0}{\partial \dot{z}}$, $\frac{\partial^2 \dot{M}_0}{\partial \dot{z}^2}$, $\frac{\partial^2 \dot{M}_0}{\partial x^2}$, $\dot{J}_0$, $\frac{\partial \dot{J}_0}{\partial \dot{z}}$, $\frac{\partial^2 \dot{J}_0}{\partial \dot{z}^2}$, $\frac{\partial^2 \dot{J}_0}{\partial x^2}$ и θ_0, $\frac{\partial \theta_0}{\partial \dot{z}}$, $\frac{\partial^2 \theta_0}{\partial \dot{z}^2}$, $\frac{\partial^2 \theta_0}{\partial x^2}$ полностью решив тем самым поставленную задачу.

Решение задачи, рассматривающей условия возникновения теплового взрыва при течении реагирующих сред в каналах круглой формы, связано с большим практическим применением (безопасная эксплуатация нефтепроводов, газопроводов; использование проточных реакторов в отраслях промышленности, использующих в качестве рабочих сред или продуктов производства вязкие вещества, подвергающиеся тепловым воздействиям).

Выводы.

Анализ полученной системы уравнений движения и сохранения энергии дает право говорить о возможности возникновения критических режимов течения реологически сложных, химически активных сред в трубчатом реакторе прямоточного типа.

Произведено аналитическое исследование тепломасообмена нелинейно вязких жидкостей в трубчатых гомофазных реакторах прямоточного типа. Получена возможность получить конкретные зависимости температурных, гидродинамических, реокинетических характеристик среды от управляющих параметров.

Литература.

1. Кутателадзе С.С., Попов В.И., Хабахпашева Е.М. «К гидродинамике жидкостей с переменной вязкостью» //ПМТФ, 1966. №1 с. 45-49
2. Бостанджинян С.А., Мержанов А.Г., Худяев С.И.«О Гидродинамическом тепловом взрыве» // Доклады Академии наук СССР 1965, т. 163 №1 с. 133-136

3. Назмеев Ю.Г., Малов К.М., Шарапов А.Р. «Бифуркационный анализ уравнения энергии движущихся вязких сред в бесконечной круглой трубе» //Вести академии наук БССР Минск, 1991. № 3 С. 115-122.
4. Назмеев Ю.Г. Тепломассоперенос в трубчатых реакторах гомофазной полимеризации. Дис. на соиск. уч. степ. докт. техн. наук. МЭИ, Казанский филиал, Казань, 1986, 349 с.
5. Назмеев Ю.Г., Лившиц С.А. «Бифуркационный анализ уравнения энергии при ламинарном течении вязкой жидкости в коаксиальном канале» //Труды Академэнерго Казань, 2005. № 1 С. 3-7.

Сведения об авторах

Лебедев Руслан Владимирович, аспирант кафедры ПТЭ, Казанского государственного энергетического университета.

г.Казань, ул.Четаева д.41 кв 7 индекс 420066

Лившиц Семен Александрович, доцент кафедры ПТЭ КГЭУ, к.т.н.

г. Казань ул. Тверская д. 5 кв. 6; тел: 513-36-95