

СОВМЕСТНОЕ ТЕЧЕНИЕ ЖИДКОСТИ ГИЕЗЕКУСА И НЬЮТОНОВСКОЙ ЖИДКОСТИ В КРУГЛОЙ ТРУБЕ

Е.К. ВАЧАГИНА, А.И. КАДЫЙРОВ, А.А. КАЙНОВА, Г.Т. ОСИПОВ

Казанский научный центр Российской академии наук

В работе получено решение задачи о совместном течении в круглой трубе: жидкости Гиезекуса в средней части и ньютоновской жидкости в пристеночной области трубы. Показано, что при определенных условиях значение градиента скорости сдвига в процессе течения двух рассматриваемых жидкостей меняется в меньших пределах по сравнению с течением единственной жидкости Гиезекуса, что способствует улучшению качественных характеристик полимерных изделий.

Ключевые слова: скорость сдвига, профиль скорости, реология, гидродинамика, вязкость, нормальные напряжения, коаксиальные каналы, расход, градиент давления.

Введение

Исследования, посвященные поиску закономерностей течения жидкостей со сложным реологическим поведением, обусловленным наличием свойств вязкоупругости и нелинейной вязкости, имеют огромный практический интерес. Этот интерес обеспечивается производством различных изделий из полимерных материалов для промышленного производства. Качество получаемых изделий при этом существенно зависит от профиля градиента скорости сдвига в поперечном сечении. В пристеночной области трубы значения градиента скорости сдвига сильно возрастают, что приводит к ухудшению некоторых важных характеристик изделий. Интерес к таким исследованиям возник достаточно давно. Возможность применения моделей сеточного строения полимерных растворов и расплавов для описания реологического поведения материалов – сравнительно недавнее достижение и относится к новому более высокому уровню развития современной реологии [1-14]. Материалы, реологическое поведение которых удовлетворяет уравнению состояния Гиезекуса, хорошо известны в литературе [4-8, 11]. Эта модель позволяет описать как вязкоупругие, так и нелинейновязкие свойства, явление релаксации напряжений, и основана на теории сеточного строения полимерных материалов. В основном работы в этой области посвящены получению аналитических решений при течении таких жидкостей в круглых трубах, плоскощелевых и коаксиальных каналах при условии равенства нулю одного из параметров модели [4]. В работе [5] описан алгоритм получения аналитического решения в круглых трубах и плоскощелевых каналах, но полученное решение представлено в неявном виде и не представлены характерные профили скоростей. В настоящей работе, для обеспечения более равномерного распределения градиента скорости сдвига в поперечном сечении, предложено использовать совместное течение полимерной жидкости с реологическим уравнением состояния Гиезекуса и ньютоновской жидкости в кольцевом сечении у стенок трубы. Решение представлено в параметрической форме. Получены наиболее характерные профили скоростей, зависимости между максимальным значением скорости и безразмерным перепадом давления, зависимость между безразмерным расходом и безразмерным перепадом давления.

Основная часть

Течение жидкости Гиезекуса в круглой трубе.

Будем считать движение жидкости установившимся изотермическим со сформировавшимся профилем скорости; сила тяжести пренебрежимо мала.

Рассмотрим течение вязкоупругой жидкости в круглой трубе, реологическое поведение которой может быть описано уравнением состояния Гиезекуса [1]:

$$\left\{ \begin{array}{l} \boldsymbol{\sigma} = \boldsymbol{\sigma}_V + \boldsymbol{\sigma}_N, \boldsymbol{\sigma}_N = 2\mu_N \mathbf{D}, \\ \boldsymbol{\sigma}_V + \lambda \overset{\nabla}{\boldsymbol{\sigma}}_V + \frac{\alpha_G \lambda}{\mu_V} \boldsymbol{\sigma}_V \cdot \boldsymbol{\sigma}_V = 2\mu_V \mathbf{D}, \end{array} \right. \quad (1)$$

где $\overset{\nabla}{\boldsymbol{\sigma}} = \frac{d\boldsymbol{\sigma}}{dt} - \boldsymbol{\sigma} \cdot \nabla \vec{V}^T - \nabla \vec{V} \cdot \boldsymbol{\sigma} = \frac{\partial \boldsymbol{\sigma}}{\partial t} + \nabla \boldsymbol{\sigma} \cdot \vec{V} - \boldsymbol{\sigma} \cdot \nabla \vec{V}^T - \nabla \vec{V} \cdot \boldsymbol{\sigma}$ – верхняя конвективная производная тензора напряжений $\boldsymbol{\sigma}$ (символ ∇ над тензором напряжения $\boldsymbol{\sigma}$ означает эту верхнюю конвективную производную); $\mathbf{D}$ – тензор скоростей деформаций; $\boldsymbol{\sigma}_N, \boldsymbol{\sigma}_V$ – вязкая и упругая составляющие девиатора тензора напряжений $\boldsymbol{\sigma}$; μ_N, μ_V – вязкости; λ – время релаксации; α_G – реологический параметр; $\vec{V}$ – вектор скорости.

Предположим, что скорость имеет единственную компоненту V_z , которая зависит от одной переменной r . Тогда течение жидкости описывается следующей системой уравнений переноса количества движения и неразрывности:

$$\left\{ \begin{array}{l} 0 = -\frac{\partial P}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{d(r\sigma_{rz})}{dr}, \\ 0 = -\frac{\partial P}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{d(r\sigma_{rr})}{dr} - \frac{\sigma_{\varphi\varphi}}{r}, \\ 0 = -\frac{\partial P}{\partial \varphi}, \\ \frac{\partial V_z}{\partial z} = \frac{\partial V_z}{\partial \varphi} = 0. \end{array} \right.$$

В качестве условий однозначности примем граничные условия прилипания жидкости на стенках канала. Будем также считать заданным C_0 – значение осевой составляющей градиента давления.

Из этой системы уравнений следует:

$$\frac{\partial P}{\partial z} = C_0 = \text{const}, \quad \sigma_{rz} = \frac{C_0}{2} r. \quad (2)$$

Реологические соотношения с учетом сделанных допущений примут вид:

$$\left\{ \begin{array}{l} \sigma_{Vzz} - 2\lambda \frac{dV_z}{dr} \sigma_{Vrz} + \frac{\alpha_G \lambda}{\mu_V} (\sigma_{Vzz}^2 + \sigma_{Vrz}^2) = 0, \\ \sigma_{Vrz} - \lambda \frac{dV_z}{dr} \sigma_{Vrr} + \frac{\alpha_G \lambda}{\mu_V} (\sigma_{Vzz} + \sigma_{Vrr}) \sigma_{Vrz} = \mu_V \frac{dV_z}{dr}, \\ \sigma_{Vrr} + \frac{\alpha_G \lambda}{\mu_V} (\sigma_{Vrz}^2 + \sigma_{Vrr}^2) = 0, \\ \sigma_{Vr\varphi} = 0, \sigma_{Vz\varphi} = 0, \sigma_{V\varphi\varphi} = 0. \end{array} \right. \quad (3)$$

Из третьего уравнения (3) следует, что $\sigma_{Vrr} \leq 0$, что может быть записано как $\sigma_{Vrr} = -|\sigma_{Vrr}|$.

После некоторых преобразований, все неизвестные функции можно выразить через $|\sigma_{Vrr}|$:

$$\left\{ \begin{array}{l} \sigma_{Vrz}^2 = |\sigma_{Vrr}|(1 - B|\sigma_{Vrr}|), \\ \sigma_{Vzz} = |\sigma_{Vrr}| \frac{2D - DB|\sigma_{Vrr}| - 1}{(1 - DB|\sigma_{Vrr}|)}, \sigma_{Vrr} = -|\sigma_{Vrr}|, \\ |C_0/2|r = \frac{-\sigma_{Vrz} \left(1 - 2B|\sigma_{Vrr}| + DB|\sigma_{Vrr}| + \beta(1 - DB|\sigma_{Vrr}|)^2 \right)}{\beta(1 - DB|\sigma_{Vrr}|)^2}, \\ \frac{dV_z}{dr} = \frac{\sigma_{Vrz}}{\mu_N} \frac{(1 - 2B|\sigma_{Vrr}| + DB|\sigma_{Vrr}|)}{\beta(1 - DB|\sigma_{Vrr}|)^2}, \end{array} \right. \quad (4)$$

где $\beta = \frac{\mu_V}{\mu_N}$, $B = \frac{\alpha_G \lambda}{\mu_V}$, $D = \frac{1}{\alpha_G}$, $BD = \frac{\lambda}{\mu}$.

Из первого соотношения системы (4) следует, что $|\sigma_{Vrr}| \leq 1/B$; из второго соотношения получим $|\sigma_{Vrr}| < 1/BD$, $|\sigma_{Vrr}| \begin{cases} \leq 1/B, D < 1 \\ < 1/(BD), D \geq 1 \end{cases}$, или

$0 \leq |\sigma_{Vrr}| \begin{cases} \leq |\sigma_{Vrr}|_{\max} = 1/B, D < 1 \\ < |\sigma_{Vrr}|_{\max} = 1/(BD), D \geq 1 \end{cases}$. Как следует из последнего соотношения

системы (4), только при условии, когда $D > 1$ значение $BD|\sigma_{Vrr}|$ может быть сколь угодно близким к 1, следовательно, знаменатель последнего из уравнений может быть сколь угодно близким к нулю, а значение градиента скорости сдвига $\frac{dV_z}{dr}$ может принимать сколь угодно большие значения, что соответствует действительности. При $D < 1$ значение знаменателя дроби в последнем соотношении (4) ограничено значениями $D < (1 - DB|\sigma_{Vrr}|) \leq 1$, что предполагает ограничение на величину градиента скорости сдвига.

Для получения зависимости dV_z/dr от r рассмотрим в качестве параметра величину $\rho = DB|\sigma_{Vrr}|$. В результате имеем параметрическую зависимость скорости сдвига $\frac{dV_z}{dr}$ от независимой переменной r :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dV_z}{dr} = \frac{-\sqrt{\frac{\rho}{BD}\left(1-\frac{\rho}{D}\right)}\left(1-\frac{2\rho}{D}+\rho\right)}{\mu_N \beta(1-\rho)^2}, \\ |C_0/2|r = \frac{\sqrt{\frac{\rho}{BD}\left(1-\frac{\rho}{D}\right)}\left(1-\frac{2\rho}{D}+\rho+\beta(1-\rho)^2\right)}{\sqrt{B}\beta(1-\rho)^2}, \end{array} \right. \quad (5)$$

$$B\sigma_{Vzz} = \rho \frac{2-\rho/D-1/D}{(1-\rho)}, \quad (6)$$

$$-DB\sigma_{Vrr} = \rho, \quad (7)$$

Будем рассматривать (5) как параметрически заданную зависимость $\frac{dV_z}{dr}(r)$.

Для получения параметрической зависимости введем безразмерную переменную $\eta = r/R$, безразмерную скорость $v = \pi R^2 V_z / Q$ и безразмерную скорость сдвига $\gamma = dv/d\eta$, где R – радиус круглой трубы; Q – объемный расход жидкости через поперечное сечение канала. Область определения переменной η определяется неравенством $0 \leq \eta = \frac{r}{R} \leq 1$, а (5) может быть переписано в виде:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dv}{d\eta} = -\frac{f(\rho)}{\kappa}, \\ \eta = \frac{F(\rho)}{G}, \end{array} \right. \quad (8)$$

где

$$G = \frac{\lambda\sqrt{\alpha_G}}{\mu_N} |C_0/2|R; \quad \kappa = \frac{\lambda\sqrt{\alpha_G}Q}{\pi R^3} = \sqrt{\alpha_G} We^*; \quad We^* = \frac{\lambda Q}{\pi R^3}; \quad (9)$$

$$f(\rho) = \frac{g(\rho)\left(1-\frac{2\rho}{D}+\rho\right)}{(1-\rho)^2}; \quad g(\rho) = \sqrt{\rho\left(1-\frac{\rho}{D}\right)}; \quad F(\rho) = f(\rho) + \beta g(\rho).$$

Выражение для профиля скоростей получим интегрированием (8):

$$\left\{ \begin{array}{l} v = v_{\max} - \int_0^\rho \frac{f(\rho)}{\kappa} \frac{dF(\rho)}{d\rho} d\rho, \\ \eta = \frac{F(\rho)}{G}, \end{array} \right. \quad (10)$$

где $v_{\max}$ – скорость при $\eta = 0$ в центре круглой трубы.

Величина $v_{\max}$ определяется из выражения

$$v_{\max} = \frac{1}{2G\kappa} \int_0^{\rho_w} f(\rho) \frac{dF(\rho)}{d\rho} d\rho. \quad (11)$$

Для определения значения параметра на границе канала ρ_w находится решение нелинейного уравнения

$$1 = \frac{F(\rho_w)}{G}. \quad (12)$$

Для получения соотношений между расходом и осевой составляющей градиента давления воспользуемся определением расхода

$$Q = 2\pi \int_0^R V_z(r) r dr, \text{ которое может быть приведено к виду}$$

$$\kappa = \frac{1}{G^3} \int_0^{\rho_w} F^2(\rho) \frac{dF(\rho)}{d\rho} d\rho. \quad (13)$$

Параметрические зависимости $B\sigma_{Vzz}(\eta)$ и $-DB\sigma_{Vrr}(\eta)$ могут быть представлены в виде:

$$\begin{cases} B\sigma_{Vzz} = \rho \frac{2 - \rho/D - 1/D}{(1 - \rho)}, \\ \eta = \frac{F(\rho)}{G}, \end{cases} \quad (14)$$

$$\begin{cases} -DB\sigma_{Vrr} = \rho, \\ \eta = \frac{F(\rho)}{G}. \end{cases} \quad (15)$$

Таким образом, имеем следующий порядок расчета:

1. По заданному значению осевой составляющей градиента давления C_0 , геометрическим размерам R и характеристикам жидкости λ_p , α_G , μ_N , μ_V рассчитывается значение G по (9).
2. При известном значении G рассчитывается значение параметра ρ_w из нелинейного уравнения (12).
3. Из (13) определяется безразмерный расход κ .
4. Определяется величина скорости $v_{\max}$ в центре канала из выражения (11).
5. Согласно (10) находится профиль скорости $v(\eta)$.
6. Рассчитываются профили $B\sigma_{Vzz}(\eta)$ и $-DB\sigma_{Vrr}(\eta)$ на основании (14) и (15).

Совместное течение жидкости Гиезекуса и ньютоновской жидкости в круглой трубе.

Рассмотрим совместное течение жидкости Гиезекуса в центральной части круглой трубы и ньютоновской жидкости в пристеночной области круглой трубы.

Будем считать совместное течение жидкостей установившимся, изотермическим; влиянием сил тяжести на течение и различием в плотностях жидкостей пренебрегаем; скорость имеет единственную компоненту со сформировавшимся профилем, направленную вдоль оси направления течения. В процессе течения жидкости не смешиваются и взаимно не растворяются.

Течение в средней части круглой трубы

После введения безразмерной координаты $\eta = r/R$, безразмерной скорости $v = \pi R^2 V_z / Q$ и безразмерной скорости сдвига $\gamma = dv/d\eta$, и предположив, что скорость является убывающей функцией от координаты, параметрическую зависимость $\gamma(\eta)$ можно записать как (8), где безразмерные комплексы κ , G , We^* рассчитываются по (9). Область изменения переменной ρ при этом определяется неравенством $0 \leq \rho \leq \rho_w < 1$, где ρ_w – значение параметра при $r = R_1$ $\left(\eta = \alpha = \frac{R_1}{R} \right)$, соответствующее границе раздела двух жидкостей.

Выражение для профиля скоростей в центральной части круглой трубы при $0 \leq \eta \leq \alpha$ примет вид (10). Выражение (11), предназначенное для определения $v_{\max}$, заменяется на (16), которое связывает максимальное значение скорости в центре трубы $v_{\max}$ и v_b на границе раздела двух жидкостей при $\eta = \alpha$:

$$v_{\max} = v_b + \int_0^{\rho_w} \frac{f(\rho)}{G\kappa} \frac{dF(\rho)}{d\rho} d\rho. \quad (16)$$

Для определения значения параметра на границе канала ρ_w находится решение нелинейного уравнения

$$\alpha = \frac{F(\rho_w)}{G}. \quad (17)$$

Для получения соотношений между расходом в центральной части круглой трубы и осевой составляющей градиента давления воспользуемся определением расхода:

$$Q_1 = 2\pi \int_0^{R_1} V_z(r) r dr, \text{ или, вводя переменную } q = \frac{Q_1}{Q} = 2 \int_0^{\alpha} v(\eta) \eta d\eta \text{ и применяя правило}$$

интегрирования по частям, получим $q = v_b \alpha^2 - \int_0^{\rho_w} \eta^2 \gamma \frac{d\eta}{d\rho} d\rho$. Окончательно получим

$$q = v_b \alpha^2 + \frac{1}{\kappa G^3} \int_0^{\rho_w} f(\rho) F(\rho)^2 \frac{dF(\rho)}{d\rho} d\rho. \quad (18)$$

Все интегралы являются интегралами от дробно-рациональных функций и выражаются в элементарных функциях.

Течение в пристеночной области круглой трубы

Уравнение, описывающее течение ньютоновской жидкости в коаксиальной части, может быть представлено в виде

$$|C_0 / 2| r = -\mu_0 \frac{dV_z}{dr}, \text{ где } 0 < R_1 \leq r \leq R.$$

Введя в это соотношение безразмерную переменную $\eta = \frac{r}{R}$ и безразмерную скорость, интегрируя полученное выражение с учетом условия прилипания, получим следующее выражение для профиля скорости:

$$v = \frac{1}{2} \frac{\mu_N}{\mu_0} \frac{G}{\kappa} (1 - \eta^2). \quad (19)$$

На границе раздела двух жидкостей из условия непрерывности профиля скорости имеем следующее выражение для скорости v_b :

$$v_b = \frac{1}{2} \frac{\mu_N}{\mu_0} \frac{G}{\kappa} (1 - \alpha^2). \quad (20)$$

Для получения соотношений между расходом в пристеночной области и осевой составляющей градиента давления воспользуемся определением расхода

$$Q_2 = 2\pi \int_{R_1}^R V_z(r) r dr, \text{ или, вводя } 1 - q = \frac{Q_2}{Q} = \int_{\alpha}^1 v(\eta) d\eta^2, \text{ получим}$$

$$\kappa - q\kappa = -v_b \kappa \alpha^2 + \frac{1}{4} \frac{\mu_N}{\mu_0} G (1 - \alpha^4). \quad (21)$$

Складывая (18) и (21), получим

$$\kappa = \frac{1}{G^3} \int_0^{\rho_w} f(\rho) \eta^2 \frac{d\eta}{d\rho} d\rho + \frac{1}{4} \frac{\mu_N}{\mu_0} G (1 - \alpha^4). \quad (22)$$

Таким образом, имеем следующий порядок расчета:

1. По заданной величине C_0 , геометрическим размерам R_1 , R и характеристикам жидкостей λ_p , α_G , μ_N , μ_V , μ_0 рассчитывается значение G и α .
2. При известном значении G рассчитываются значения параметров ρ_w из (17).
3. Рассчитывается значение κ из (22).
4. Из соотношения (20) определяются величина v_b .
5. Находится из (18) значение q .
6. По значениям κ и q определяем расходы Q_1 , Q_2 .
7. Вычисляется скорость в центре канала $v_{\max}$ согласно (16).
8. Согласно (10) и (19) находится профиль скорости $v(\eta)$.
9. Рассчитываются профили $B\sigma_{Vzz}(\eta)$ и $-DB\sigma_{Vrr}(\eta)$ на основании (14) и (15).

При этом предполагается, что в области $\alpha \leq \eta \leq 1$ величины σ_{Vzz} и σ_{Vrr} остаются постоянными.

Результаты расчетов

На рис. 1 показаны характерные профили скорости для различных значений $\alpha = R_1/R$ и μ_0/μ_N .

Как следует из рисунка, чем меньше значение отношения μ_0/μ_N , тем более пологим становится профиль скорости в центральной части круглой трубы и тем меньше отклонение значения градиента скорости сдвига в этой области от нуля. При увеличении отношения μ_0/μ_N все более вытянутыми становятся профили скорости в центральной части круглой трубы.

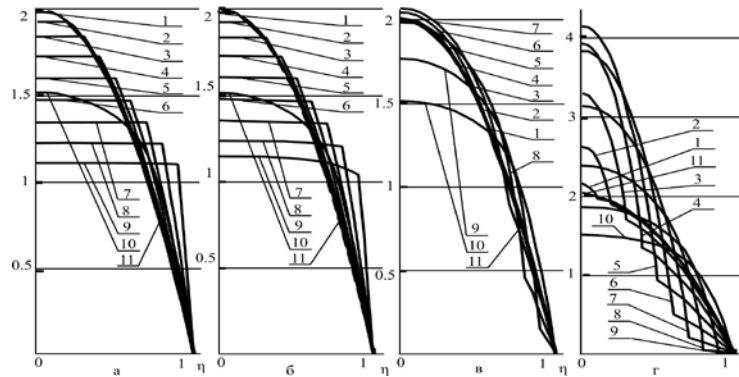


Рис.1. Профили скорости при контактном течении жидкости Гиезекуса с параметрами: $D=1,1$; $\beta=10$ и вязкой ньютоновской жидкости при $G=10$ для различных значений $\alpha = R_1/R$: $\alpha=0,1$ – линия 1; $\alpha=0,2$ – линия 2; $\alpha=0,3$ – линия 3; $\alpha=0,4$ – линия 4; $\alpha=0,5$ – линия 5; $\alpha=0,6$ – линия 6; $\alpha=0,7$ – линия 7; $\alpha=0,8$ – линия 8; $\alpha=0,9$ – линия 9; $\alpha=1$ – линия 10; штриховая линия 11 – параболический закон для ньютоновской жидкости; а – $\mu_0/\mu_N=0,01$; б – $\mu_0/\mu_N=0,1$; в – $\mu_0/\mu_N=1$; г – $\mu_0/\mu_N=10$

На рис. 2 изображены характерные зависимости безразмерного расхода жидкости через поперечное сечение канала κ от безразмерного градиента давления G для различных значений $\alpha = R_1/R$ и μ_0/μ_N . При малых значениях отношения μ_0/μ_N зависимости κ от G имеют линейный характер, при этом угловой коэффициент прямой $\kappa(G)$, в случае когда жидкость Гиезекуса заполняет весь канал, меньше, чем в случае, когда эта жидкость заполняет только центральную часть канала. По мере увеличения отношения μ_0/μ_N картина меняется. Зависимость κ от G тем более отличается от линейной, чем больше величина α и чем больше величина μ_0/μ_N .

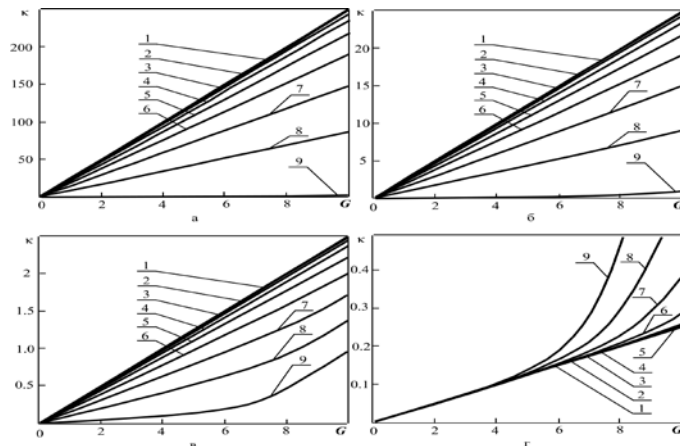


Рис.2. Зависимость безразмерного расхода κ от безразмерного градиента давления G при контактном течении жидкости Гиезекуса с параметрами: $D=1,1$; $\beta=10$ и вязкой ньютоновской жидкости для различных значений $\alpha = R_1/R$: $\alpha=0,1$ – линия 1; $\alpha=0,2$ – линия 2; $\alpha=0,3$ – линия 3; $\alpha=0,4$ – линия 4; $\alpha=0,5$ – линия 5; $\alpha=0,6$ – линия 6; $\alpha=0,7$ – линия 7; $\alpha=0,8$ – линия 8; $\alpha=0,9$ – линия 9; а – $\mu_0/\mu_N=0,01$; б – $\mu_0/\mu_N=0,1$; в – $\mu_0/\mu_N=1$; г – $\mu_0/\mu_N=10$

На рис. 3 показаны характерные зависимости максимального значения скорости $v_{\max}$ в центре круглой трубы от безразмерного градиента давления G для различных значений $\alpha = R_1 / R$ и μ_0 / μ_N . Согласно рис. 3 значения скорости в центре круглой трубы также определяются отношением μ_0 / μ_N .

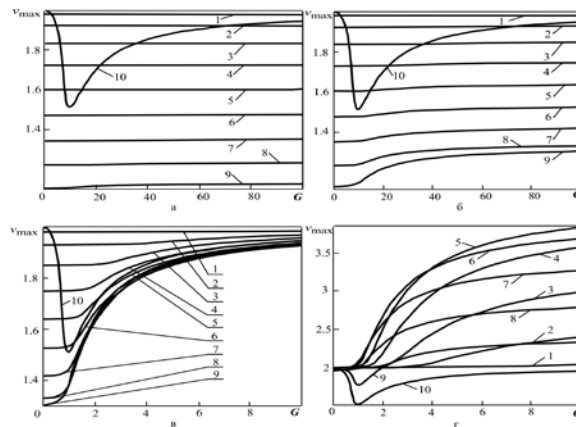


Рис.3. Зависимости максимальной скорости $v_{\max}$ в центре круглой трубы от безразмерного градиента давления G при контактном течении жидкости Гиезекуса с параметрами: $D = 1,1$; $\beta = 10$ и вязкой ньютоновской жидкости для различных значений $\alpha = R_1 / R$: $\alpha = 0,1$ – линия 1; $\alpha = 0,2$ – линия 2; $\alpha = 0,3$ – линия 3; $\alpha = 0,4$ – линия 4; $\alpha = 0,5$ – линия 5; $\alpha = 0,6$ – линия 6; $\alpha = 0,7$ – линия 7; $\alpha = 0,8$ – линия 8; $\alpha = 0,9$ – линия 9; $\alpha = 1$ – линия 10; $a - \mu_0 / \mu_N = 0,01$; $б - \mu_0 / \mu_N = 0,1$; $в - \mu_0 / \mu_N = 1$; $г - \mu_0 / \mu_N = 10$

На рис. 4 изображены характерные зависимости величины скорости v_b на границе раздела жидкостей от безразмерного градиента давления для различных значений $\alpha = R_1 / R$ и μ_0 / μ_N .

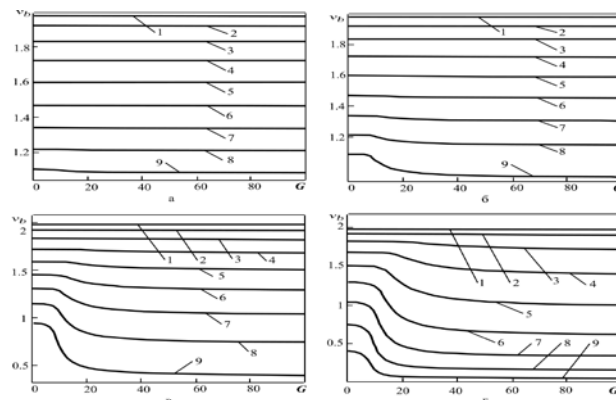


Рис.4. Зависимости скорости v_b на границе раздела жидкостей от безразмерного градиента давления G при контактном течении жидкости Гиезекуса с параметрами: $D = 1,1$; $\beta = 10$ и вязкой ньютоновской жидкости для различных значений $\alpha = R_1 / R$: $\alpha = 0,1$ – линия 1; $\alpha = 0,2$ – линия 2; $\alpha = 0,3$ – линия 3; $\alpha = 0,4$ – линия 4; $\alpha = 0,5$ – линия 5; $\alpha = 0,6$ – линия 6; $\alpha = 0,7$ – линия 7; $\alpha = 0,8$ – линия 8; $\alpha = 0,9$ – линия 9; $a - \mu_0 / \mu_N = 0,01$; $б - \mu_0 / \mu_N = 0,1$; $в - \mu_0 / \mu_N = 1$; $г - \mu_0 / \mu_N = 10$

На рис. 5 и рис. 6 показаны характерные зависимости составляющих $B\sigma_{Vzz}$ и $-BD\sigma_{rr}$ напряжения от безразмерного градиента давления для различных значений G . Характер распределения профилей этих составляющих не зависит от отношения μ_0/μ_N и от параметра α , который определяет границу раздела жидкостей.

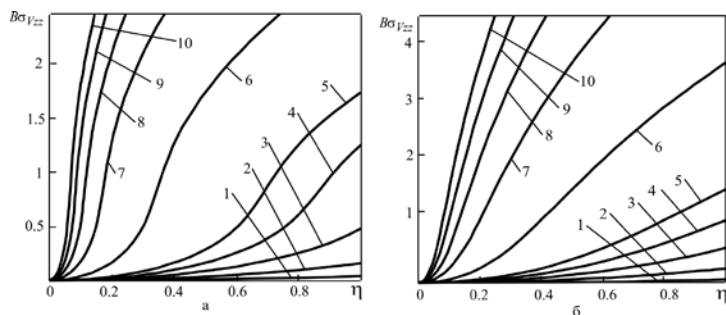


Рис.5. Профили составляющей $B\sigma_{Vzz}$ напряжения при контактном течении жидкости Гиезекуса с параметрами: $\beta=10$ и вязкой ньютоновской жидкости для различных значений G : $G=2$ – линия 1; $G=4$ – линия 2; $G=6$ – линия 3; $G=8$ – линия 4; $G=10$ – линия 5; $G=20$ – линия 6; $G=40$ – линия 7; $G=60$ – линия 8; $G=80$ – линия 9; $\alpha=100$ – линия 10; $a - D=1,1$; $b - D=5$

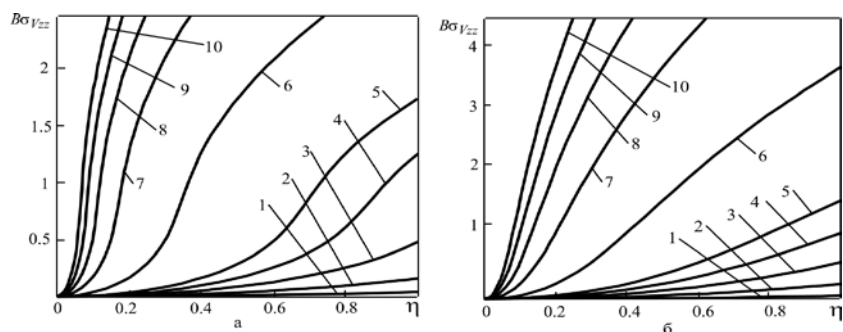


Рис.6. Профили составляющей $-BD\sigma_{rr}$ напряжения при контактном течении жидкости Гиезекуса с параметрами: $\beta=10$ и вязкой ньютоновской жидкости для различных значений G : $G=2$ – линия 1; $G=4$ – линия 2; $G=6$ – линия 3; $G=8$ – линия 4; $G=10$ – линия 5; $G=20$ – линия 6; $G=40$ – линия 7; $G=60$ – линия 8; $G=80$ – линия 9; $\alpha=100$ – линия 10; $a - D=1,1$; $b - D=5$

Заключение

Использование совместного течения жидкости Гиезекуса в центральной части и вязкой ньютоновской жидкости в пристеночной области круглой трубы позволяет изменять характер распределения профиля градиента скорости сдвига и скорости течения жидкости. Уменьшение отношения μ_0/μ_N приводит к более равномерному распределению градиента скорости сдвига в центральной области течения, и в результате, к улучшению качества продукции.

Summary

Greatest interest to solve problems of the thermal utilization of wood biomass are thermochemical conversion techniques based on gasification to produce heat and

electricity. In this work a methodology for evaluating the efficiency of energy conversion during the gasification of woody biomass using methods of thermal and thermodynamic analyze is presented. The thermal and exergetic balances are compiled, the thermal and exergy efficiency of gasifiers is determined; thermal efficiency values range from 40.4 to 96.7 %, exergetic efficiency - from 17.0 to 58.2 %.

Keywords: wood biomass, biomass, recycling, thermo chemical conversion, gasification, thermodynamic analysis, exergy.

Литература

1. Гаврилова М. Рациональное использование отходов деревообработки: у всех на словах, но только не на деле // Лесной комплекс Сибири. 2013. № 3. С. 44-46.
2. Puigjaner L. Syngas from waste. Emerging Technologies. Springer, 2011. 329 p.
3. Федюхин А.В. Разработка систем комбинированной выработки тепловой и электрической энергии на основе исследования процессов пиролиза и газификации биомассы: Автореф. дис. канд. техн. наук. Москва, 2014. 20 с.
4. Panwara N.L., Kothar R. i, Tyagi V.V. Thermo chemical conversion of biomass – Eco friendly energy routes // Renewable and Sustainable Energy Reviews. 2012. №16. Pp. 1801–1816.
5. Yadav P., Dutta A., Gupta Dr. Bh., Pandey Dr. M. Performance Analysis of the Constructed Updraft Biomass Gasifier for Three Different Biomass Fuels // International Journal of Modern Engineering Research. 2013. Vol. 3, Issue. 4. Pp. 2056–2061.
6. Soltani S., Athari H., Rosen M. A., Mahmoudi S. and Morosuk T. Thermodynamic Analyses of Biomass Gasification Integrated Externally Fired, Post-Firing and Dual-Fuel Combined Cycles // Sustainability. 2015. №7. Pp. 1248-1262.
7. Wu Y., Yang W., Blasiak W. Energy and Exergy Analysis of High Temperature Agent Gasification of Biomass // Energies. 2014. №7. Pp. 2107-2122.
8. Masmoudi M.A., Grioui N., Sahraoui M. and Halouani K. Experimental study of syngas generation from almond shell in a downdraft gasifier // 16èmes Journées Internationales de Thermique (JITH 2013). Marrakech. Maroc. 2013.
9. Лямин В.А. Газификация древесины. М.: Лесная промышленность, 1967. 262 с.
10. Medina, B.F., Herrera, I., Zanzi, R., Rubio, A., Cruz, O. Exergetic evaluation of pyrolysis process of *Dichrostachys Cinerea* // 16th European Biomass Conference and Exhibition. Valencia. Spain. 2008. Pp. 1198-1199.
11. Jarunghammachote S., Dutta A. Thermodynamic equilibrium model and second law analysis of a downdraft waste gasifier // Energy. 2007. №32. Pp. 1660–1669.
12. Janoszek T. Exergy analysis of the coal gasification process in ex-situ conditions // J. Sust. Min. 2013. Vol. 12, No. 3. Pp. 32–37.

Поступила в редакцию

19 января 2016 г.

Вачагина Екатерина Константиновна – д-р техн. наук, заведующий лабораторией ТФИ Казанского научного центра Российской академии наук (КазНЦ РАН). Тел: 8(843)273-92-31. E-mail: vachaginae@mail.ru.

Кайнова Анастасия Анатольевна – младший научный сотрудник Казанского научного центра Российской академии наук (КазНЦ РАН). Тел: 8(843)273-92-31. E-mail: anastasiya-kaynova@mail.ru.

Кадыйров Айдар Ильдусович – канд. техн. наук, старший научный сотрудник Казанского научного центра Российской академии наук (КазНЦ РАН). Тел: 8(843)231-90-06. E-mail: gto66@inbox.ru.