

УДК 532.529.5:532.132

© 2001 г. В.А. БАБКИН

СТЕРЖНЕВОЕ ТЕЧЕНИЕ ВОЛОКНИСТОЙ СУСПЕНЗИИ В ТРУБЕ КОЛЬЦЕВОГО СЕЧЕНИЯ

Методом разложения в ряд по степеням малого параметра решена задача о стержневом течении волокнистой суспензии в прямой трубе кольцевого сечения и выявлены характерные свойства этого течения.

Благодаря своим физико-механическим свойствам суспензии волокон, прежде всего натуральных, находят широкое применение в целлюлозно-бумажной и других отраслях промышленности [1]. При концентрациях, больших концентрации седиментации ($\sim 0,2-0,5\%$ по массе), волокна, переплетаясь друг с другом, образуют насыщенную жидкостью упругую структуру, называемую сетью волокон [2]. При движении суспензии в трубе сеть волокон сохраняет свою целостность в определенном диапазоне скоростей, зависящем от сорта волокон и концентрации суспензии, причем упругая деформация сети приводит к образованию у стенки трубы тонкого слоя жидкой фазы, свободного от волокон. Такое течение волокнистой суспензии называется стержневым или ламинарным [2].

Стержневое течение волокнистой суспензии в прямой круглой трубе и стержневое течение Куэтта между соосными вращающимися цилиндрами можно считать достаточно хорошо изученными и экспериментально и теоретически. Построенная еще в 1972 году и впоследствии усовершенствованная модель стержневого течения [3–6] получила подтверждение в экспериментах.

Ниже рассматривается стержневое течение в прямой трубе кольцевого сечения, образованной двумя соосными круговыми цилиндрами (коротко: в кольцевой трубе). Наличие двух твердых границ и возможность образования двух пристеночных слоев в кольцевой трубе дают основания предполагать, что стержневое течение в кольцевой трубе может проявить заметное отличие от аналогичного течения в круглой трубе.

1. Постановка и решение задачи. Пусть в пространстве между бесконечными прямыми соосными круглыми трубами движется волокнистая суспензия концентрации c и пусть a – внутренний радиус внешней и b – внешний радиус внутренней трубы. Течение стержневое, установившееся. Задача состоит в том, чтобы найти связь между скоростью движения суспензии и градиентом давления.

Введем цилиндрическую систему координат r, φ, x : координата r – расстояние от оси трубы по радиусу, φ – полярный угол, ось x совпадает с осью трубы и направлена в сторону движения.

Вследствие однородности течения по оси x решение задачи достаточно рассмотреть в произвольном сечении $x = \text{const}$. В таком случае область течения – кольцо $b \leq r \leq a$. Учитывая, что при стержневом течении у твердой стенки образуется слой чистой жидкой фазы суспензии [2–7], область течения будем рассматривать как объединение трех подобластей: $a - d_1 < r \leq a$ – первый пристеночный слой, $b \leq r < b + d_2$ – второй пристеночный слой, $b + d_2 \leq r \leq a - d_1$ – ядро течения, в котором с одинаковой скоростью w движется вся масса волокон, образуя совместно с жидкой фазой так назы-

ваемый "стержень". Здесь d_1 и d_2 – соответственно толщина первого и второго пристеночных слоев.

Сопротивление волокнистой суспензии при стержневом течении определяется движением жидкой фазы в пристеночных слоях [2–7], поэтому решение задачи сводится к отысканию толщин пристеночных слоев и профилей скоростей в них. Пристеночные слои образуются за счет деформации сети волокон и за счет изгиба выступающих из ядра течения граничных волокон (так называемый эффект "травы под ветром") [6–8]. Вначале будем решать задачу без учета второго фактора, считая, что толщина каждого пристеночного слоя d_i определяется только деформацией сети волокон в ядре течения. Изгиб граничных волокон ядра течения будет учтен позднее.

Деформацию сети волокон будем рассматривать в подвижной системе координат r, φ, x , которая перемещается поступательно со скоростью ядра течения w . Пренебрегая массовыми силами и принимая во внимание осевую симметрию течения, смещения u_r, u_φ, u_x точек сети волокон, рассматриваемой как сплошная среда, будем искать в виде

$$u_r = u_r(r), \quad u_\varphi = 0, \quad u_x = u_x(r) \quad (1.1)$$

Деформации Альманси ε_{ij} сети волокон считаем конечными [9]. Через смещения (1.1) они выражаются по формулам

$$\begin{aligned} \varepsilon_{rr} &= u_{r,r} - \frac{1}{2}(u_{r,r}^2 + u_{x,r}^2), & \varepsilon_{\varphi\varphi} &= \frac{u_r}{r} - \frac{1}{2} \frac{u_r^2}{r^2}, & \varepsilon_{xr} &= \frac{1}{2} u_{x,r} \\ \varepsilon_{xx} &= \varepsilon_{x\varphi} = \varepsilon_{r\varphi} = 0, & u_{i,r} &= \frac{du_i}{dr}, & i &= r, x \end{aligned} \quad (1.2)$$

Сеть волокон рассматривается как сплошная упругая среда, коэффициент Пуассона которой равен нулю. Уравнение состояния сети зададим в виде [5, 6]

$$\sigma_{ij} = 2\mu\varepsilon_{ij}(1 - \varepsilon_{\alpha\alpha}) + 4\kappa\varepsilon_{i\alpha}\varepsilon_{\alpha j}, \quad i, j, \alpha = r, \varphi, x \quad (1.3)$$

где μ и κ – определяющие упругие константы данной волокнистой суспензии, зависящие от сорта волокон и концентрации суспензии. По индексу α предполагается суммирование, при этом α пробегает указанные значения. Напряжения σ_{ij} – эффективные напряжения в точках сети волокон, рассматриваемой как континуум. С истинными напряжениями p_{ij} в точках волокон они связаны равенствами

$$\sigma_{ij} = (1 - m)(p - p_{ij})$$

где m – пористость сети волокон, p – давление. Если раскрыть формулы (1.3), используя соотношения (1.1) и (1.2), то получим $\sigma_{r\varphi} = 0, \sigma_{x\varphi} = 0$. Тогда, если пренебречь силами тяжести, уравнения равновесия сети волокон сводятся к двум уравнениям

$$\frac{d\sigma_{xr}}{dr} + \frac{\sigma_{xr}}{r} = -P, \quad \frac{d\sigma_{rr}}{dr} + \frac{\sigma_{rr} - \sigma_{\varphi\varphi}}{r} = 0 \quad (1.4)$$

где $P = |dp/dx|$ – модуль градиента давления.

Граничные условия для системы уравнений (1.2) – (1.4) имеют вид

$$r = a - d_1: \quad \sigma_{xr} = -\tau_1, \quad \sigma_{rr} = 0, \quad u_r = -d_1 \quad (1.5)$$

$$r = b + d_2: \quad \sigma_{xr} = \tau_2, \quad \sigma_{rr} = 0, \quad u_r = d_2 \quad (1.6)$$

где τ_1 и τ_2 – модули касательных напряжений на поверхностях стержня волокон, прилегающих соответственно к внешней и внутренней стенкам кольцевой трубы.

Интегрирование первого уравнения (1.4) дает

$$\sigma_{xr} = -P \frac{r}{2} + \frac{C}{r} \quad (1.7)$$

где C – постоянная интегрирования. Используя здесь первые граничные условия (1.5) и (1.6), получим

$$\tau_1 = \frac{a-d_1}{2} P - \frac{C}{a-d_1} \quad (1.8)$$

$$\tau_2 = -\frac{b+d_2}{2} P + \frac{C}{b+d_2} \quad (1.9)$$

Исключением постоянной C из равенств (1.8) и (1.9) устанавливается связь между напряжениями τ_1 и τ_2

$$2[\tau_1(a-d_1) + \tau_2(b+d_2)] = P[(a-d_1)^2 - (b+d_2)^2] \quad (1.10)$$

Введем безразмерные величины

$$\xi = \frac{r}{a}, \quad \delta_1 = \frac{d_1}{a}, \quad f = \frac{2\tau_1}{aP}, \quad \beta = \frac{aP}{2\mu} \quad (1.11)$$

Из формул (1.7), (1.8), (1.11) следует

$$\sigma_{xr} = \beta\mu \left[\frac{1-\delta_1}{\xi} (1-f-\delta_1) - \xi \right] \quad (1.12)$$

Параметр β , характеризующий деформацию сети волокон, будем считать малым. Повторяя прием [3–6], смещения точек сети волокон u_x, u_r и связанные с ними величины d_1 и d_2 будем искать в виде рядов по степеням β

$$\psi = \psi^{(1)}\beta + \psi^{(2)}\beta^2 + \dots \quad (1.13)$$

где ψ – общее обозначение названных величин и $\psi^{(k)}$ – коэффициент при β^k . При $\beta = 0$ деформации сети волокон, очевидно, отсутствуют, поэтому ряд (1.13) начинается членом, пропорциональным β .

Подставим разложения (1.13) в формулы (1.2) – (1.4) и граничные условия (1.5), (1.6). В разложениях по β всех рассматриваемых величин ограничимся первыми ненулевыми членами, сохраняя при этом для величин первоначальное обозначение. Тогда из уравнения (1.3) для σ_{xr} и равенства (1.12) следует

$$u_{x,r} = \beta \left(\frac{1-f}{\xi} - \xi \right) \quad (1.14)$$

Величинами, в которых разложения начинаются с членов, содержащих β^2 , являются u_r, d_1 и d_2 . Сохраняя только члены порядка β^2 , с помощью формул (1.2), (1.3), (1.11) и (1.14) запишем второе уравнение (1.4) в перемещениях

$$\frac{d^2 u_r}{d\xi^2} + \frac{1}{\xi} \frac{du_r}{d\xi} - \frac{u_r}{\xi^2} = \frac{a\beta^2(e-1)}{2} \left[\frac{(1-f)^2}{\xi^3} + \frac{2(1-f)}{\xi} - 3\xi \right] \quad (1.15)$$

где $e = \kappa/\mu$. Его решение со вторыми граничными условиями (1.5) и (1.6) имеет вид

$$u_r = A_1 \xi + \frac{A_2}{\xi} + \frac{a\beta^2(e-1)}{2} \left[-\frac{3}{8} \xi^3 + (1-f)\xi \left(\ln \xi - \frac{1}{2} \right) - \frac{(1-f)^2}{2} \frac{\ln \xi}{\xi} \right]$$

$$A_1 = \frac{a\beta^2(e-1)}{4} \left[\frac{1+h^2}{4} + (3+2h^2G)(1-f) + h^2G(1-f)^2 \right]$$

$$A_2 = \frac{a\beta^2(e-1)}{4} \left[\frac{h^2}{4} + 2h^2G(1-f) + (1+G)(1-f)^2 \right]$$

$$G = \frac{\ln h}{1-h^2} \quad (1.16)$$

Подстановка решения (1.16) в последние граничные условия (1.5) и (1.6) позволяет найти искомые величины d_1 и d_2 , которые при возврате параметру β его значения по формуле (1.11) принимают вид

$$\begin{aligned} d_1 &= \frac{a^3 P^2}{16E^2} \left[\frac{1-h^2}{2} + 2(1-f)(1-2h^2G) - (1-f)^2(1+(1+h^2)G) \right] \\ d_2 &= \frac{a^3 P^2}{16E^2} \left[\frac{h(1-h^2)}{2} + 2h(1-f)(1+2G) + (1-f)^2 \left(\frac{1}{h} + h(1+h^2)G \right) \right] \end{aligned} \quad (1.17)$$

где $E^2 = \mu^2/(e-1)$ и E – эффективный модуль упругости сети волокон [3–6].

Чтобы учесть изгиб граничных волокон (эффект "травы под ветром" [6, 8]), представим толщину Δ_i каждого из пристеночных слоев в виде суммы

$$\Delta_i = d_i + s, \quad i = 1, 2 \quad (1.18)$$

где d_i – величины, определяемые формулами (1.17), и s – увеличение толщины пристеночного слоя за счет изгиба граничных волокон, выступающих из стержня волокон в пристеночный слой. Поскольку величина прогиба этих волокон определяется, очевидно, скоростью движения стержня, которая для всех его точек одинакова, то величину s считаем одинаковой для обоих пристеночных слоев. Как показано в [6], величину s можно определить формулой

$$s = \begin{cases} \alpha w^2, & w < w_* \\ \alpha w_*^2, & w \geq w_* \end{cases} \quad (1.19)$$

где α и w_* – эмпирические константы. Величина w_* суть наименьшая скорость стержня, при которой прогиб выступающих волокон становится максимальным.

Толщина пристеночного слоя обычно мала ($\sim 10^{-4}$ м) [2, 7], поэтому течение в пристеночных слоях считаем ламинарным, а распределение скоростей в них линейным, так что постоянные по толщине пристеночного слоя модули касательных напряжений τ_1 и τ_2 связаны со скоростью движения стержня w формулами

$$\tau_i = \eta \frac{w}{d_i + s}, \quad i = 1, 2 \quad (1.20)$$

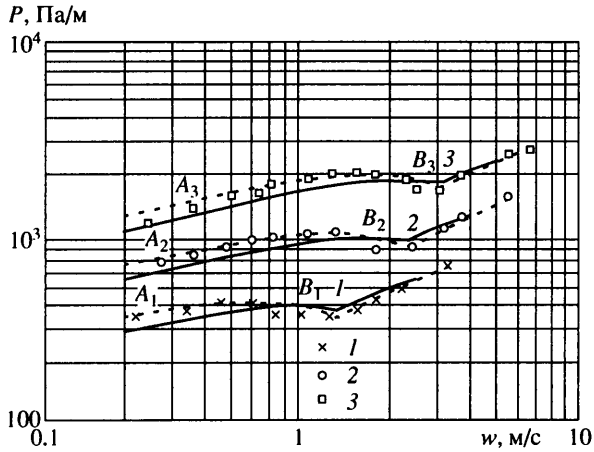
где η – динамическая вязкость жидкой фазы. Если пренебречь толщиной пристеночных слоев ($d_i + s$) по сравнению с радиусами a и b , то из условия равномерности течения следует равенство, связывающее τ_1 и τ_2

$$P(a^2 - b^2) = 2(a\tau_1 + b\tau_2) \quad (1.21)$$

Совместно равенства (1.17) – (1.21) устанавливают искомые связи между величинами P , τ_1 , τ_2 и w . Для удобства последующего использования представим их в виде

$$\begin{aligned} \frac{a^3 P^2}{8E^2} \left[(1-f)(1-2h^2G) - \frac{(1-f)^2}{2}(1+G(1+h^2)) + \frac{1-h^2}{4} \right] &= \frac{\eta w}{\tau_1} - s \\ \frac{a^3 P^2}{8E^2} \left[(1-f)h(1+2G) + \frac{(1-f)^2}{2} \left(\frac{1}{h} + Gh(1+h^2) \right) + \frac{h(1-h^2)}{4} \right] &= \frac{\eta w}{\tau_2} - s \\ a(1-h^2)P &= 2(\tau_1 + h\tau_2) \end{aligned} \quad (1.22)$$

2. Анализ решения. Чтобы выявить характерные особенности течения волокнистой суспензии в трубе кольцевого сечения, сравним его со стержневым



Фиг. 1. Зависимость модуля градиента давления P от скорости волокнистой суспензии w : 1 – $c = 1,64\%$, 2 – $2,11\%$, 3 – $2,74\%$; сплошные кривые – кольцевая труба, расчет по формулам (1.22); пунктирные кривые – круглая труба, расчет по формулам (2.1); точки – экспериментальные результаты для круглой трубы [10]

течением в круглой трубе радиуса a , совпадающего с большим радиусом кольцевой трубы.

Поскольку аналитическое определение явных зависимостей величин P , τ_1 и τ_2 от скорости потока w из равенств (1.22) не представляется возможным, ограничимся численным анализом этих равенств. Применим формулы (1.22) к водным суспензиям полубеленой осиновой сульфитной целлюлозы, течения которых в круглой трубе экспериментально исследованы в [10]: концентрации суспензий по массе $c = 1,64, 2,11, 2,74\%$; температура $t = 40-42^\circ\text{C}$; радиус трубы $a = 49,65$ мм. Для круглой трубы зависимость $P(w)$ при стержневом течении с учетом эффекта "травы под ветром" имеет вид [6]

$$a^4 P^3 + 32\alpha a E^2 w^2 P - 64\eta E^2 w = 0, \quad w < w_* \quad (2.1)$$

$$a^4 P^3 + 32\alpha a E^2 w_*^2 P - 64\eta E^2 w = 0, \quad w \geq w_*$$

Расчетные кривые и экспериментальные точки зависимости $P(w)$ при стержневом течении суспензий разной концентрации в круглой трубе радиуса $a = 49,65$ мм представлены на фиг. 1. Результаты расчетов по формулам (2.1) проведены при $t = 41^\circ\text{C}$ и следующих значениях параметров E , α , w_* соответственно для концентраций $c = 1,64, 2,11, 2,74\%$: $E = 188, 473, 1150$ Па; $\alpha = 5,20 \cdot 10^{-5}, 1,18 \cdot 10^{-5}, 4,02 \cdot 10^{-6}$ $\text{c}^2/\text{м}$; $w_* = 1,26, 2,30, 3,16$ м/с.

Сплошными кривыми на фиг. 1 представлены графики зависимости $P(w)$ для трубы кольцевого сечения, полученные расчетами по формулам (1.22) при $t = 41^\circ\text{C}$, $a = 49,65$ мм, $h = 0,2$ и указанных выше значениях остальных параметров [10]. Выбор величины h обусловлен тем, что при этом отношении радиусов a и b площадь кольцевого сечения составляет 96% площади круга радиуса a , поэтому не столько разница в величине, сколько различие форм сечений труб сказывается на характере течений.

Как следует из графиков на фиг. 1, существует диапазон скоростей $w_1 < w < w_2$, где w_1 – скорость начала стержневого течения и w_2 – скорость, соответствующая точке пересечения графиков $P(w)$ для круглой и кольцевой труб, в котором сопротивление трубы кольцевого сечения меньше сопротивления круглой трубы. Началу стерж-

c, %	w = 0,5 м/с		w = 1,0 м/с	
	h_m	ϵ_m	h_m	ϵ_m
1,64	0,139	0,080	–	–
2,11	0,154	0,135	0,135	0,075
2,74	0,157	0,152	0,149	0,113

невого течения приближенно соответствуют точки A_i , скорости w_2 – точки B_i , $i = 1, 2$.
 3. Чтобы точнее охарактеризовать эффект снижения сопротивления с учетом разницы площадей сечений труб, введем величины

$$q = \frac{\pi a^2 (1 - h^2) w}{P}, \quad q_0 = \frac{\pi a^2 w_0}{P_0} \quad (2.2)$$

которые представляют собой объемные расходы через трубы, отнесенные к модулю соответствующего градиента давления. Величины с индексом 0 – для круглой трубы, без индекса – для кольцевой.

При одинаковой скорости течения в трубах безразмерная величина

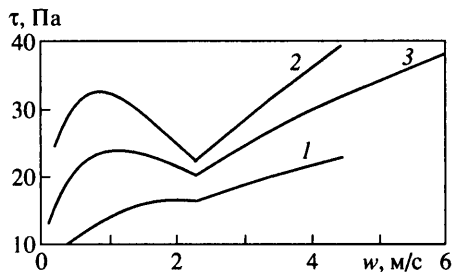
$$\epsilon = \frac{q - q_0}{q_0} = (1 - h^2) \frac{P_0}{P} - 1 \quad (2.3)$$

характеризует, насколько пропускная способность кольцевой трубы больше пропускной способности круглой трубы. Эта величина зависит от скорости течения суспензии и величины h . Для рассматриваемых суспензий максимальные значения ϵ_m и соответствующие значения h_m при выбранных скоростях приведены в таблице. Для суспензии концентрации $c = 1,64\%$ скорость $w = 1$ м/с выходит за пределы промежутка с эффектом снижения сопротивления. При небольших скоростях пропускная способность трубы кольцевого сечения может более чем на 15% превышать пропускную способность круглой трубы.

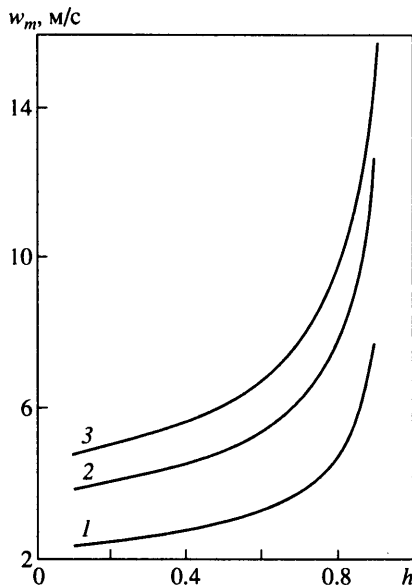
На фиг. 2 представлены зависимости $\tau_1(w)$, $\tau_2(w)$ и $\tau_0(w)$, где τ_1 и τ_2 – модули касательных напряжений соответственно на внешней и внутренней стенках трубы кольцевого сечения при $h = 0,2$, τ_0 – модуль касательного напряжения на стенке круглой трубы. При концентрации суспензии $c = 2,11\%$ во всем диапазоне скоростей стержневого течения $\tau_1 < \tau_0 < \tau_2$. Поскольку режим стержневого течения в трубе заканчивается с началом разрушения сети волокон по достижении касательными напряжениями некоторого предельного значения [3, 7], то очевидно, диапазон скоростей стержневого течения в кольцевой трубе при $h = 0,2$ уже, чем при течении в круглой трубе, что видно на фиг. 1 и 2. Однако сокращение интервала скоростей стержневого течения в кольцевой трубе наблюдается не при всех значениях h .

На фиг. 3 представлены расчетные зависимости максимальной скорости w_m от h для рассматриваемых волокнистых суспензий в режиме стержневого течения. С увеличением h , т.е. с уменьшением площади живого сечения потока, w_m монотонно растет, достигая при этом значений, превосходящих w_m для круглой трубы. Так, при $c = 2,11\%$ имеем $w_m = 5,5$ м/с в круглой трубе и $w_m = 7,9$ м/с в кольцевой трубе с $h = 0,8$.

Одно из основных допущений рассматриваемой модели – малая толщина пристеночных слоев, которой оправдывалась линейность профиля скоростей в слоях. Для самой "мягкой" суспензии концентрации $c = 1,64\%$ при наибольшей скорости стержневого режима $w_m = 2,45$ м/с и наибольшей величине $\tau_2 = 16,5$ Па в кольцевой трубе с $h = 0,2$ безразмерные толщины пристеночных слоев $\theta_i = \Delta_i/a$, $i = 1, 2$, рассчитанные по формулам (1.17) – (1.20), таковы: $\theta_1 = 3,22 \cdot 10^{-3}$, $\theta_2 = 1,93 \cdot 10^{-3}$. При меньших скоростях величины θ_1 и θ_2 еще меньше. В круглой трубе безразмерная толщина пристеночного



Фиг. 2



Фиг. 3

Фиг. 2. Зависимость касательных напряжений τ на стенках кольцевой ($h = 0,2$) и круглой труб от скорости w волокнистой суспензии концентрации $c = 2,11\%$; 1 – внешняя стенка кольцевой трубы ($r = a$); 2 – внутренняя стенка кольцевой трубы ($r = b$); 3 – стенка круглой трубы

Фиг. 3. Зависимость максимальной скорости w_m режима стержневого течения в кольцевой трубе от отношения радиусов трубы h : 1 – $c = 1,64\%$, 2 – $2,11\%$, 3 – $2,74\%$

слоя θ_0 с учетом эффекта "травы под ветром" рассчитывается по формуле $\theta_0 = P/2\eta w$ [6], которая аналогична формуле (1.20). Здесь P и w – величины, связанные равенствами (2.1). При максимальной скорости стержневого течения $w_m = 3,35$ м/с имеем $\theta_0 = 2,64 \cdot 10^{-3}$. Положительность расчетных величин d_i и s , следующих из формул (1.22), указывает на то, что пристеночные слои образуются у обеих стенок кольцевой трубы. Хорошее согласие теоретических и экспериментальных результатов для круглой трубы на фиг. 1 и близкие значения θ для круглой и кольцевой труб делают предположение о линейном профиле скоростей в пристеночных слоях кольцевой трубы оправданным.

Нетрудно убедиться, что для рассматриваемых суспензий параметр β можно считать малым. Действительно, подставляя в последнюю формулу (1.11) максимальные значения модуля градиента давления P (см. графики на фиг. 1), найдем, что $\beta_{\max} = 0,073, 0,063, 0,051$ для суспензий с концентрациями соответственно $c = 1,64, 2,11, 2,74\%$.

Заключение. Решение задачи о стержневом течении волокнистой суспензии в кольцевой трубе получено тем же методом и в том же приближении, что и известные решения задачи о стержневом течении волокнистой суспензии в круглой трубе. Отмечено хорошее соответствие теоретических и экспериментальных результатов при течении в круглой трубе. Непосредственные вычисления толщины пристеночных слоев и параметра β достаточно убедительно оправдывают принятые при решении задачи предположения о их малой величине.

Наличие двух пристеночных слоев в трубе кольцевого сечения приводит к существенному отличию свойств стержневого течения в кольцевой трубе от свойств подобного течения в круглой трубе. В начальной части интервала скоростей стержневого течения сопротивление в кольцевой трубе оказывается меньше, чем сопро-

тивление в круглой трубе диаметра, равного большему диаметру кольцевой трубы. Однако при больших скоростях, напротив, меньшим становится сопротивление в круглой трубе.

Во всем диапазоне скоростей стержневого течения независимо от отношения радиусов кольцевой трубы h касательные напряжения на стенке меньшего радиуса больше касательных напряжений на стенке большего радиуса. Максимальная скорость стержневого течения в кольцевой трубе при фиксированном градиенте давления зависит от величины h и при определенных ее значениях может значительно превысить аналогичную скорость для круглой трубы.

Благодаря перечисленным свойствам в некоторых случаях кольцевые трубы могут найти преимущественное применение при формировании течений волокнистых суспензий.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Duffy G.G.* New uses for wood pulp fiber // *Tappi*. 1987. V. 70. № 5. P. 107–112.
2. *Forgacs O.L., Robertson A.A., Mason S.G.* The hydrodynamic behaviour of papermaking fibres // *Fundamentals of Papermaking fibres: Trans. Symp. Cambridge, 1957.* Kenley: Tech. Sect. Brit. Paper and Board Makers Assn., 1958. P. 447–473.
3. *Бабкин В.А.* Стержневое течение волокнистой суспензии // *Изв. АН СССР. МЖГ.* 1972. № 4. С. 65–71.
4. *Бабкин В.А.* Сопротивление при стержневом течении волокнистой суспензии в трубе // *Изв. АН СССР. МЖГ.* 1974. № 1. С. 88–93.
5. *Бабкин В.А.* Стержневое течение Куэтта волокнистой суспензии между соосными цилиндрами // *Изв. АН СССР. МЖГ.* 1987. № 6. С. 29–36.
6. *Бабкин В.А.* Введение в механику волокнистых суспензий. Петрозаводск: Изд-во Петрозаводск. ун-та. 1993. 108 с.
7. *Norman B.G., Moller K., Ek R., Duffy G.G.* Hydrodynamics of papermaking fibres in water suspension // *Fibre-Water Interactions in Paper Making: Trans. Symp. Oxford, 1977.* London: Tech. Sect. Brit. Paper and Board Makers Assn., 1978. V. 1. P. 195–246.
8. *Moller K., O'Sullivan M.J.* Annulus formation in plug flow of pulp suspensions // *Tappi*. 1974. V. 57. № 3. P. 165.
9. *Седов Л.И.* Введение в механику сплошной среды. М.: Физматгиз, 1962. 284 с.
10. *Turner J.C., Titchener A.L., Duffy G.G.* The flow characteristics of deaerated wood pulp suspensions // *Appita*. 1976. V. 30. № 1. P. 41–47.

Петрозаводск

Поступила в редакцию
13.I.2000